

D-608

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

**ISTRAŽIVANJE POPULACIJE NIVOA OD 283keV
 ^{137}U Ba PRI β -RASPADU ^{137}Cs**

diplomski rad

mentor

dr Ištvan Bikit

kandidat

Želimir Đurčić

Novi Sad, 1996. godine

*Neizmernu zahvalnost dugujem roditeljima i bratu Vladimiru,
zatim rodbini i prijateljima koji su mi tokom studija, u
ovim teškim vremenima, nesebično pomagali*

*Takođe, izražavam zahvalnost osoblju Laboratorije za
nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Novom Sadu na strpljenju
i vremenu koje su mi posvetili tokom izrade diplomskog rada*

Želimir Đurčić

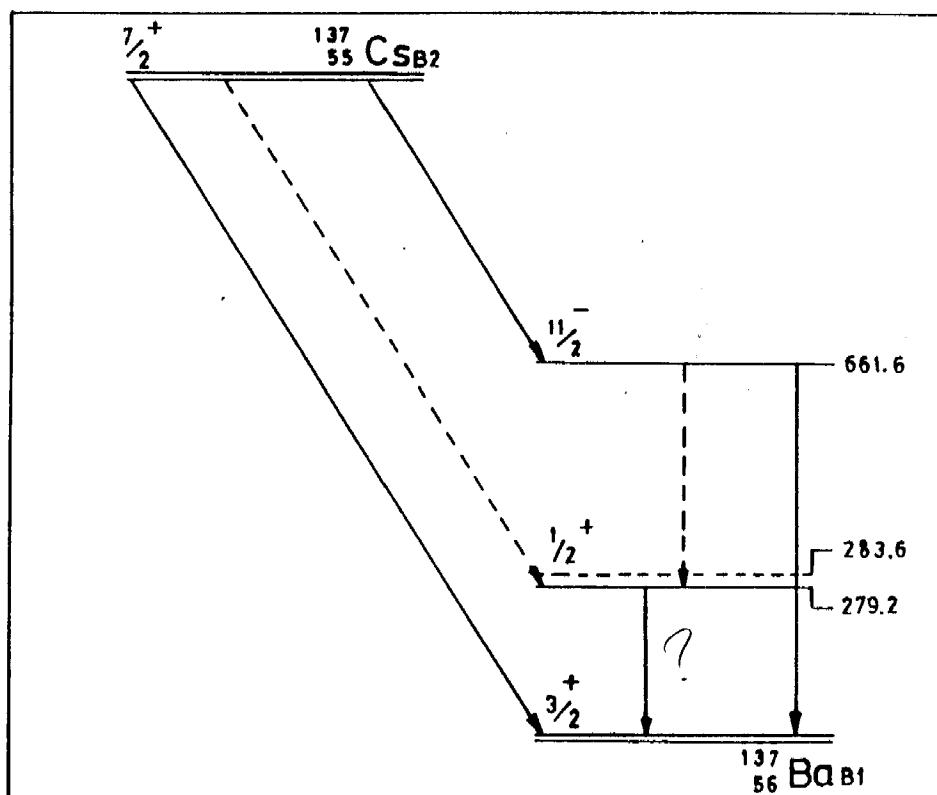
Sadržaj

1. Uvod.....	1
2. Osnovne karakteristike β -raspada.....	2
3. Osnovne karakteristike γ -raspada.....	8
4. Procena mogućnosti za populaciju nivoa od 281(2)keV.....	14
5. Interakcija γ -zračenja sa detektorom.....	15
6. Zaštita Ge detektora u eksperimentu.....	19
7. Elementi koincidentne spektroskopije.....	22
8. Nuklearna elektronika upotrebljena u eksperimentu.....	24
9. Eksperiment.....	33
10. Zaključak.....	43
11. Literatura.....	45

1. Uvod

Radioaktivni ^{137}Cs spada u najčešće korištene kalibracione izvore u γ -spektroskopiji. Raspada se sa periodom poluraspada $T_{1/2} = 30.0$ godina na pobjuđena stanja ^{137}Ba .

Dobro je poznato da ovaj dugoživeći gama kalibracioni izvor emituje gama zračnje energije 661.66 keV pri prelazu sa stanja $7/2^+$ na osnovno stanje $3/2^+$ u ^{137}Ba . Međutim, u mnogim studijama zasnovanim na proučavanju nuklearnih reakcija ustanovljeno je postojanje nivoa $1/2^+$ na 279.2 keV u ^{137}Ba . Sem toga, primenom neutronske aktivacije ($n, n' \gamma$) ^{137}Ba , ovaj nivo je lociran na 283.65(15) keV.



slika 1

Problem se sastoji u tome da niko do sada pri proučavanju radioaktivnog raspada, kao spontanog procesa, nije pouzdano potvrdio postojanje ovog nivoa. Upravo potvrda ove vrste i jeste cilj ovog diplomskog rada. Koristeći naš Komptonski prigušen germanijumski spektrometar, odlučili smo da ispitamo punjenje ovog nivoa pri beta prelazu $7/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ($\Delta I = 3, \Delta \pi = nc$) u raspadu ^{137}Cs . U tom cilju smo u Laboratoriji za merenje niskih aktivnosti Instituta za fiziku u Novom Sadu počevši od novembra 1995. pa sve do kraja marta 1996. godine, izveli seriju eksperimenata koji su imali za cilj posmatranje pomenutog malo verovatnog beta prelaza ^{137}Cs i donošenje zaključka o karakteristikama gama raspada ^{137}Ba . Šema ovih raspada data je na slici 1. Punom linijom su predstavljeni prelazi i koji se mogu relativno lako registrovati, a isprekidanim prelazi koji se teško mogu registrovati, bez obzira na primenjenu eksperimentalnu tehniku.

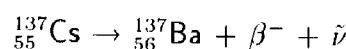
2. Osnovne karakteristike β -raspada

Pri beta raspodu jezgro emituje beta čestecu sa negativnim β^- , odnosno pozitivnim β^+ nadelektrisanjem, ili zahvata orbitalni elektron. U procesu beta raspada neutron prelazi u proton i obrnuto, a beta česteca i antineutrino (neutrino) se formiraju u trenutku emisije, upravo kao i foton iz eksitiranog atoma.

Beta raspad se može prikazati kao:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu} \\ p &\rightarrow n + \beta^+ + \nu \\ p + e^- &\rightarrow n + \nu \end{aligned}$$

Nama je interesantan prvi slučaj, s obzirom da opisuje transformaciju cezijuma u barijum:



Na osnovu procesa prikazanih ovim relacijama nameće se zaključak da se proton i neutron mogu tretirati kao razlišita stanja jedne iste čestece (nukleona), a β -česteca i antineutrino (neutrino) imaju ulogu kvanata leptonskog polja.

Prima Fermijevoj teoriji, beta raspad je posledica interakcije nukleona i leptonskog polja. Prelaz protona u neutron i leptonski par, i obrnuto, Fermi je opisao po analogiji sa emisijom svetlosti atomskega sistema. Ako su elektroni u atomu izvori elektromagnetskog polja, a u interakciji sa njim kreiraju foton i na taj se način izvrši prelaz atoma iz početnog u krajnje stanje, slično se dešava i sa nukleonima koji u interakciji sa leptonskim poljem formira par kvanata leptonskog polja, a time se beta raspodom izvrši prelaz iz početnog u krajnje stanje jezgra. Tipovi ovakvih interakcija opisuju se teorijom perturbacija u obliku verovatnoće prelaza koja je drugim zlatnim pravilom kvantne mehanike iskazana na sledeći način:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \rho$$

gde je $H_{fi} = \int \Psi_f^* H' \Psi_i d\Omega$ matrični element operatora perturbacije H' , a $\rho = \frac{dn}{dE_o}$ je gustina konačnih stanja.

Ako emitovane čestice u β -raspadu odnose energiju definisanu energijskim intervalom E_β i $E_\beta + dE_\beta$, tada se njihov impuls mora nalaziti unutar intervala p_β i $p_\beta + dp_\beta$. Prosečan ili srednji broj čestica emitovanih u jedinici vremena sa tom vrednošću impulsa proporcionalan je verovatnoći prelaza. Na taj se način srednjem broju emitovanih čestica nekog prelaza može pripisati funkcija verovatnoće $N(p)dp$ kojom je raspodela impulsa određena, a time i oblik impulsnog spektra emitovanih β -čestica (drugim rečima, srednji broj emitovanih β -čestica sa impulsnom raspodelom $N(p)dp$ proporcionalan je verovatnoći prelaza):

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE_o}$$

Razmatranje statističkog faktora odnosno gustine konačnih stanja u beta raspodu dovodi do objažnjenja oblika beta spektra, tako da se za oblik impulsnog spektra emitovanih beta čestica u raspodu dobija:

$$N(p_\beta)dp_\beta = \frac{16\pi^2\Omega^2}{c^3\hbar^7} |H_{fi}|^2(E_o - E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

gde je E_o - energija raspada.

Za izračunavanje beta spektra potrebno je da se zna brojna vrednost matričnog elementa. U definiciji matričnog elementa $H_{fi} = \int \Psi_f^* H' \Psi_i d\Omega$ učestvuju operator nepoznate interakcije H' i talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja Ψ_i i Ψ_f . Operator interakcije H' treba da je u stanju da razori početno stanje (početnu česticu) i da kreira konačno stanje. Talasna funkcija $\Psi_i = u_i$ opisuje stenje sistema pre raspada, a talasna funkcija konačnog stanja složena je u vidu produkta $\Psi_f = u_f \Psi_\beta \Psi_\nu$ gde su: u_f talasna funkcija jezgra u konačnom stanju, Ψ_β talasna funkcija elektrana i Ψ_ν talasna funkcija neutrina (antineutrina). Matrični elemenat u tom slučaju ima oblik

$$H_{fi} = \int u_f^* \Psi_\beta^* \Psi_\nu^* H' u_i d\Omega$$

Najjednostavniji oblik matričnog elementa dobija se kada se pretpostavi da je operator interakcije H' konstantna velečina. Tada je

$$H_{fi} = g \int u_f^* \Psi_\beta^* \Psi_\nu^* u_i d\Omega$$

gde je g -konstanta koja karakteriše jačinu interakcije sve četiri čestece.

Izraz kojim je dat matrični elemenat može se dalje uprostiti ako se uzme u obzir da neutrino (antineutrino) i elektron slabo interaguju sa jezgrom, uz napomenu da se Kulonova interakcija jezgra sa elektronom zanemaruje (u ovom su slučaju talasne funkcije elektrona i neutrina ravni talasi). Tada matrični element ima oblik

$$H_{fi} = g \frac{M_{fi}}{\Omega}$$

gde je $M_{fi} = \int u_f^* u_i d\Omega$ matrični element jezgra. Matričnim elementom jezgra određuje se dozvoljenost, odnosno zabranjenost prelaza.

Dakle, formula spektra emitovanih beta čestica je

$$N(p_\beta)dp_\beta = \frac{q^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} |M_{fi}|^2 (E_o - E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

ali ovde Kulonova interakcija beta čestice i jezgra nije uzeta u obzir, iako ona ima uticaj na oblik talasne funkcije beta čestice. Talasna funkcija elektrona koriguje se najbolje Fermijevom funkcijom koja predstavlja odnos gustine elektrona na jezgru potomka i gustine slobodnih elektrona u beskonačnosti

$$F(E, Z) = \frac{|\Psi_\beta(o)|_z^2}{|\Psi_\beta(o)|_{sl}^2}$$

i može imati sledeće vrednosti:

$$\begin{aligned} F(E, Z) &> 1 \text{ za } \beta^- \text{-emisiju} \\ F(E, Z) &= 1 \text{ za } Z = 0 \\ F(E, Z) &< 1 \text{ za } \beta^+ \text{-emisiju} \end{aligned}$$

Kada se Kulonova funkcija intefrakcije uvrsti u impulsni spektar emitovanih beta čestica, dobija se

$$N(p_\beta)dp_\beta = \frac{g^2}{2\pi^3 c^3 h^7} |M_{fi}|^2 F(E, Z)(E_o - E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

Iz teorije radioaktivnog raspada je poznato da je konstanta radioaktivnog raspada obrnuto proporcionalna periodu poluraspada $T_{1/2}$. Kako je izraz za verovatnoću beta raspada poznat, može se integracijom poslednje jednačine po p_β u granicama $0 \leq p_\beta \leq p_{max}$, naći veza između njega i konstante raspada λ :

$$\lambda = \int_0^{p_{max}} N(p_\beta)dp_\beta = \frac{g^2}{2\pi^3 c^3 h^7} \int_0^{p_{max}} |M_{fi}|^2 F(E, Z)(E_o - E_\beta)^2 p_\beta^2 dp_\beta$$

gde je E_β kinetička energija emitovane β -čestice. Ako se totalna energija izrazi u jedinicama $m_\beta c^2$, tako da je

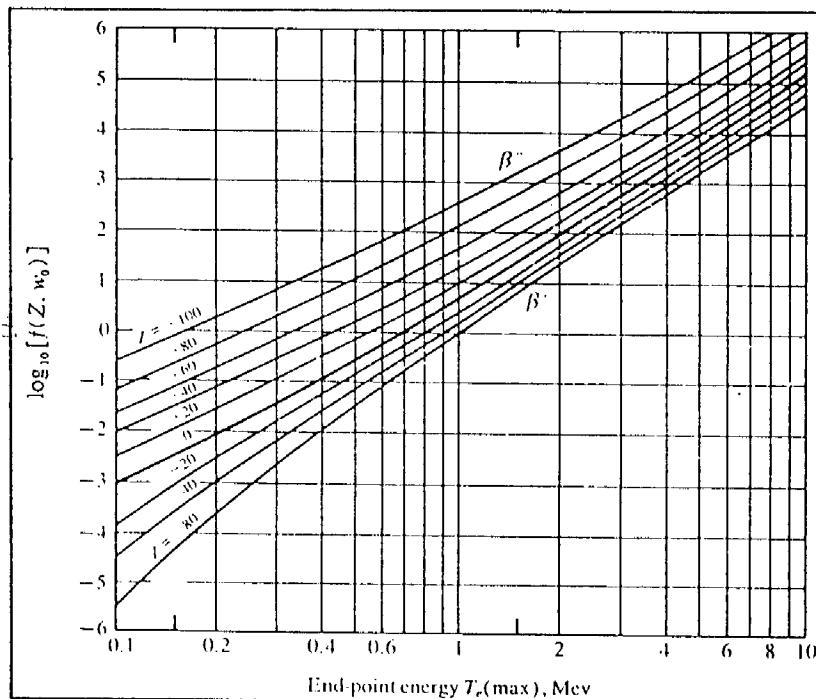
$$W = \frac{E_\beta + m_\beta c^2}{m_\beta c^2}, W_o = \frac{E_o + m_\beta c^2}{m_\beta c^2}$$

dobija se :

$$\lambda = \frac{g^2 m_\beta^5 c^4}{2\pi^3 h^7} |M_{fi}|^2 \int_0^{W_o} F(W, Z)(W_o - W)^2 (W^2 - 1)^{1/2} W dW, \text{ ili}$$

$$\lambda = \frac{1}{\tau_o} |M_{fi}|^2 f(W_o, Z)$$

gde je $\tau_o = \frac{2\pi^3}{g^2} \frac{h^7}{m_\beta^5 c^4} \approx 7000$ s univerzalna vremenska konstanta beta raspada.



slika 2

$f(W_o, Z)$ je integral Fermijeve funkcije koji sadrži u sebi Kulonovu interakciju elektrona i jezgra, kao i statistički faktor.

Integral Fermijeve se analitički može izračunati samo pod uslovom $F(E, Z = 0) = 1$, u drugim slučajevima se mora rešavati numerički. Na prethodnoj slici (slika 2) prikazana je logaritamska zavisnost integrala Fermijeve funkcije $f(W_o, Z)$ od maksimalne energije β -čestice $E_{\beta max}$.

Ako se umesto konstante raspada λ , veza uspostavlja sa periodom poluraspada $T_{1/2}$ tada je

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\tau_o \ln 2}{|M_{fi}|^2} \frac{1}{f(W_o, Z)}$$

Odavde se vidi da period poluraspada zavisi od energije prelaza preko $f(W_o, Z)$. Zbog toga se uvodi proizvod $f(W_o, Z)T_{1/2}$ koji se naziva komparativni period poluraspada jer ne zavisi od energije. Naziva još i ft -vrednost:

$$ft = f(W_o, Z)T_{1/2} = \frac{\tau_o \ln 2}{|M_{fi}|^2}$$

ft -vrednost se može eksperimentalno odrediti. Potrebno je da se izmere maksimalna energija W_o i period poluraspada $T_{1/2}$. ft -vrednost se koristi za klasifikaciju β -prelaza, kao što je to prikazano u tabeli 1.

Kategorija prelaza	Interval vrednosti log ft
Super dozvoljeni	2.9 - 3.7
Dozvoljeni	4.4 - 6
Jedanput zabranjeni	6 - 10
Dvaput zabranjeni	10 - 13
Triput zabranjeni	≥ 15

tabela 1

Pravila izbora, data u tabeli 3 (sledeća tabela), definišu uslove koji moraju biti zadovoljeni da bi beta raspad bio dozvoljen (ili jedanput, dvaput zabranjen). Međutim, postoje dve varijante pravila izbora i to Gamov-Tellerova i Fermijeva pravila izbora. Razlika između njih se fizički svodi na to da su u prvom slučaju dozvoljeni samo oni prelazi pri kojima nukleon menja orijentaciju svog momenta u suprotnu, a β -čestica i neutrino se emituju sa paralelnim spinovima; u drugom slučaju β -česticā i neutrino se emituju sa antiparalelnim spinovima.

Kategorija prelaza	Fermi-evi prelazi $S=0$			Gammov-Teller-ovi prelazi $S=1$		
	L	ΔI	$\Delta \pi$	L	ΔI	$\Delta \pi$
Dozvoljeni	0	0	<i>Ne</i>	0	1	<i>Ne</i>
Jedanput zabranjeni	1	1	<i>Da</i>	1	0, 1, 2	<i>Da</i>
Dvaput zabranjeni	2	2	<i>Ne</i>	2	1, 2, 3	<i>Ne</i>

tabela 2

Nas interesuje beta prelaz $7/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ($\Delta I = 3, \Delta \pi = .ne.$). Vidimo da on spada u kategoriju dvaput zabranjenih prelaza. Zbog toga je i normalno očekivati malu verovatnoću za ovaj prelaz. Uporedimo njegovu verovatnoću sa verovatnoćom prelaza $7/2^+ \rightarrow 11/2^-$ ($\Delta I = 2, \Delta \pi = da$) koji spada u kategoriju jedanput zabranjenih prelaza, kao i sa verovatnoćom prelaza $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ ($\Delta I = 2, \Delta \pi = ne$), koji spada u kategoriju dvaput zabranjenih prelaza (pri ovom uzimam nepovoljnije, gornje granice za vrednosti $\log ft$):

1. prelaz $7/2^+ \rightarrow 11/2^-$

$$\begin{aligned} \log ft &= 6 - 10 \\ E_o &= 514.03 \text{ keV} \\ \log f(W_o, Z) &\approx 0.6 \\ T_{1/2} &= \frac{ft}{J(W_o, Z)} \approx 80 \text{ god.} \\ \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx 2.76 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

2. prelaz $7/2^+ \rightarrow 1/2^+$

$$\begin{aligned} \log ft &= 10 - 13 \\ E_o &= 894.69 \text{ keV} \\ \log f(W_o, Z) &\approx 1.3 \\ T_{1/2} &= \frac{ft}{J(W_o, Z)} \approx 16000 \text{ god.} \\ \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx 1.38 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

3. prelaz $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$

$$\begin{aligned} \log ft &= 10 - 13 \\ E_o &= 1175.69 \text{ keV} \\ \log f(W_o, Z) &\approx 2.6 \\ T_{1/2} &= \frac{ft}{J(W_o, Z)} \approx 800 \text{ god.} \\ \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx 2.76 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Ovo se konciznije može prikazati pomoću sledeće tabele (tabela 3):

Prelaz	Kategorija prelaza	$T_{1/2}[\text{god}]$	$\lambda[\text{s}^{-1}]$
$7/2^+ \rightarrow 11/2^-$	Jedanput zabranjen	≈ 80	$\approx 2.76 \cdot 10^{-10}$
$7/2^+ \rightarrow 1/2^+$	Dvaput zabranjen	≈ 16000	$\approx 1.38 \cdot 10^{-12}$
$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$	Dvaput zabranjen	≈ 800	$\approx 2.76 \cdot 10^{-11}$

tabela 3

Prethodna tabela prikazuje grubu procenu verovatnoća pojedinih prelaza u β -raspadu ^{137}Cs . Iz nje se vidi da je, kao što smo očekivali, verovatnoća prelaza $7/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (kojim se puni

za nas interesantno stanje ^{137}Ba od 279.2(odnosno 283.65)keV) nekoliko stotina puta manja od verovatnoće prelaza $7/2^+ \rightarrow 11/2^-$. Poslednji prelaz je, sudeći po emisiji γ -zračenja od 661.66keV iz ^{137}Ba vrlo intenzivan.

3. Osnovne karakteristike γ -raspada

Posle beta raspada, obično, sledi emisija γ -kvanata, kao u našem slučaju. Po svojoj prirodi γ -zraci su elektromagnetne radijacije koje emituje jezgro. Do emisije γ -zraka dolazi kada jezgro iz pobuđenog prelazi u osnovno ili u neko pobuđeno stanje niže energije od polaznog.

Veza između pereoda poluraspada pobuđenog stanja i verovatnoće emisije predstavljena je na sledeći način:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{W[s^{-1}]}$$

gde je W-parcijalna verovatnoća emisije γ -zraka. Verovatnoća emisije ne zavisi od načina formiranja pobuđenog stanja. Ona, međutim zavisi od prirode pobuđenih nivoa između kojih se radijacioni prelaz vrši. Ova zavisnost određena je mnogim faktorima, pre svega, razlikom energija početnog i krajnjeg stanja, zatim spinovima i parnošću početnog, odnosno krajnjeg stanja.

Jezgro atoma na rastojanju većem od sopstvenog radijusa obrazuje elektromagnetno polje odgovarajućih multipola, tj. ono se može predstaviti kao superpozicija polja koje odgovara električnim i magnetnim dipolima, kvadrupolima itd. Interakcija sistema nanelektrisanja (jezgra) i multipolnog elektromagnetskog polja prevodi sistem iz nekog početnog stanja Ψ_i u stanje Ψ_f uz emisiju fotona. Kako su početno i krajnje stanje okarakterisani totalnim momentima impulsa I_i i I_f respektivno, nastali foton u elektromagnetnom prelazu odnosi moment L . Pri tome važi moment održanja impulsa, tako da se može pisati:

$$I_i = I_f + L$$

Moment impulsa L može da ima vrednosti $0, 1, 2, 3, \dots$, a multipolnost radijacije je određena sa 2^L .

Ako je stanje jezgra pre emisije elektromagnetne radijacije određeno totalnim momentom impulsa I_i , a posle emisije sa I_f , najmanja vrednost koju radijacija može da odnese data je sa

$$|I_i - I_f| = L$$

a najveća je vrednost data kao

$$I_i + I_f = L$$

Na osnovu ovih izraza se može definisati sledeće pravilo:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$$

Poslednja relacija predstavlja selepciono pravilo totalnog momenta impulsa.

Konačna vrednost verovatnoće prelaza određena je talasnom dužinom λ emitovane radijacije i dimenzijom izvora. Kako je talasna dužina λ skoro uvek veća od dimenzije R izvora elektromagnetskog polja, odnosno kako je $\frac{R}{\lambda} \ll 1$, a verovatnoća prelaza grubo proporcionalna sa $(\frac{R}{\lambda})^{2L}$

, očigledno je da se emisija, odnosno apsorpcija smanjuje sa povećanjem totalnog momenta impulsa L . Obično se u praksi susreću multipolnosti sa $L = |\Delta I|$, ili $L = |\Delta I| + 1$, gde je $|\Delta I| = |I_i - I_f|$.

Emitovane radijacije istog multipolnog reda L mogu se razlikovati po parnosti i zbog toga su poseljene na električne i magnetne multipolne radijacije. Električna multopolna radijacija L -tog reda ima parnost

$$\pi_E = (-1)^L$$

a magnetna multipolna radijacija istog reda ima parnost

$$\pi_M = (-1)^{L+1}$$

tako da je

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_{zr}$$

gde je π_{zr} dato sa $(-1)^L$ i $(-1)^{L+1}$ za električnu, odnosno magnetnu radijaciju. Multipolni karakter γ -radijacija može se odrediti samo indirektno, poređenjem eksperimentalnih i teorijskih podataka koji se odnose na ugaonu distribuciju, polarizaciju, konverzije koeficijente ili srednji život stanja.

Pravila izbora za prelaze različitih tipova i multipolnosti su prikazana u tabeli 3:

$\Delta I = I_i - I_f$	Menja parnost	Dominantan	Slab
Parno (sem 0)	Ne	$E\Delta I$	$M(\Delta I + 1)$, odsutan ako je $I_i=0$ ili $I_f=0$
Parno (sem 0)	Da	$M\Delta I$	$E(\Delta I + 1)$, odsutan ako je $I_i=0$ ili $I_f=0$
0	Ne	$M1$	$E2$, odsutan ako je $I_i = I_f = 1/2$
0	Da	$E1$	$M2$, odsutan ako je $I_i = I_f = 1/2$
Neparno	Da	$E\Delta I$	$M(\Delta I + 1)$, odsutan ako je $I_i=0$ ili $I_f=0$
Neparno	Ne	$M\Delta I$	$E(\Delta I + 1)$, odsutan ako je $I_i=0$ ili $I_f=0$

tabela 3

Dozvoljenost ili zabranjenost nekog prelaza jezgra mere se verovatnoćom; ako je vrednost verovatnoće prelaza velika, za prelaz se kaže da je dozvoljen i obrnuto. Postoji, međutim, stalna zabrana za radijacioni prelaz kada je $I_i = I_f = 0$.

Verovatnoća emisije radijacije smanjuje se sa povećanjem L , grubo kao $(\frac{R}{\lambda})^{2L}$. Kako je $R \ll \lambda$, verovatnoća za više multipole teže veoma malim vrednostima. Međutim, i pored toga su zapažene radijacije sa relativno velikim vrednostima L kao što su $E4$ i $M5$. Zapaženo je takođe da verovatnoće električnih multipolnih radijacija imaju veće verovatnoće od odgovarajućih magnetnih.

Primenom kvantne elektrodinamike izračunate su verovatnoće multipolnih električnih prelaza u jezgru. Izvođenje konačnih izraza za verovatnoće prelaza je veoma složeno i nedovoljno strogo, jer su izvršene grublje aproksimacije. Detaljan su račun izveli Weisskopf i Blatt. Njihov je račun izveden na modelu nezavisne čestice. Prema ovoj analizi, elektromagnetski prelaz u jezgru nastaje kada jedan nukleon (proton) promeni kvantno stanje. Weisskopf i Blatt su uspostavili vezu između multipolnosti, energije i verovatnoće prelaza na sledeći način:

$$W = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

gde je

$$T_{1/2W}(EL) = 0.190 \left(\frac{L}{L+1} \right)^2 \frac{[(2L+1)!!]^2}{A^{\frac{2L}{3}}} \left(\frac{164.44}{E_\gamma [MeV]} \right)^{2L+1} \cdot 10^{-21} [s]$$

period poluraspada energetskog nivoa pri emisiji električne radijacije, a

$$T_{1/2W}(ML) = 3.255 A^{\frac{2}{3}} T_{1/2W}(EL)$$

je period poluraspada nivoa pri emisiji magnetne radijacije (ovi izrazi su izračunati pod pretpostavkom da je poluprečnik jezgra $R = 1.2A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$).

Ove relacije možda ne pokazuju u dovoljnoj meri koliko je verovatnoća električnih prelaza veća od verovatnoće magnetskih prelaza iste multipolnosti i koliko verovatnoća prelaza opada sa multipolnošću. To se jasno vidi iz sledećih tabela. Tabela 4 pokazuje verovatnoće električnih, a tabela 5 verovatnoće magnetskih prelaza različitih multipolnosti:

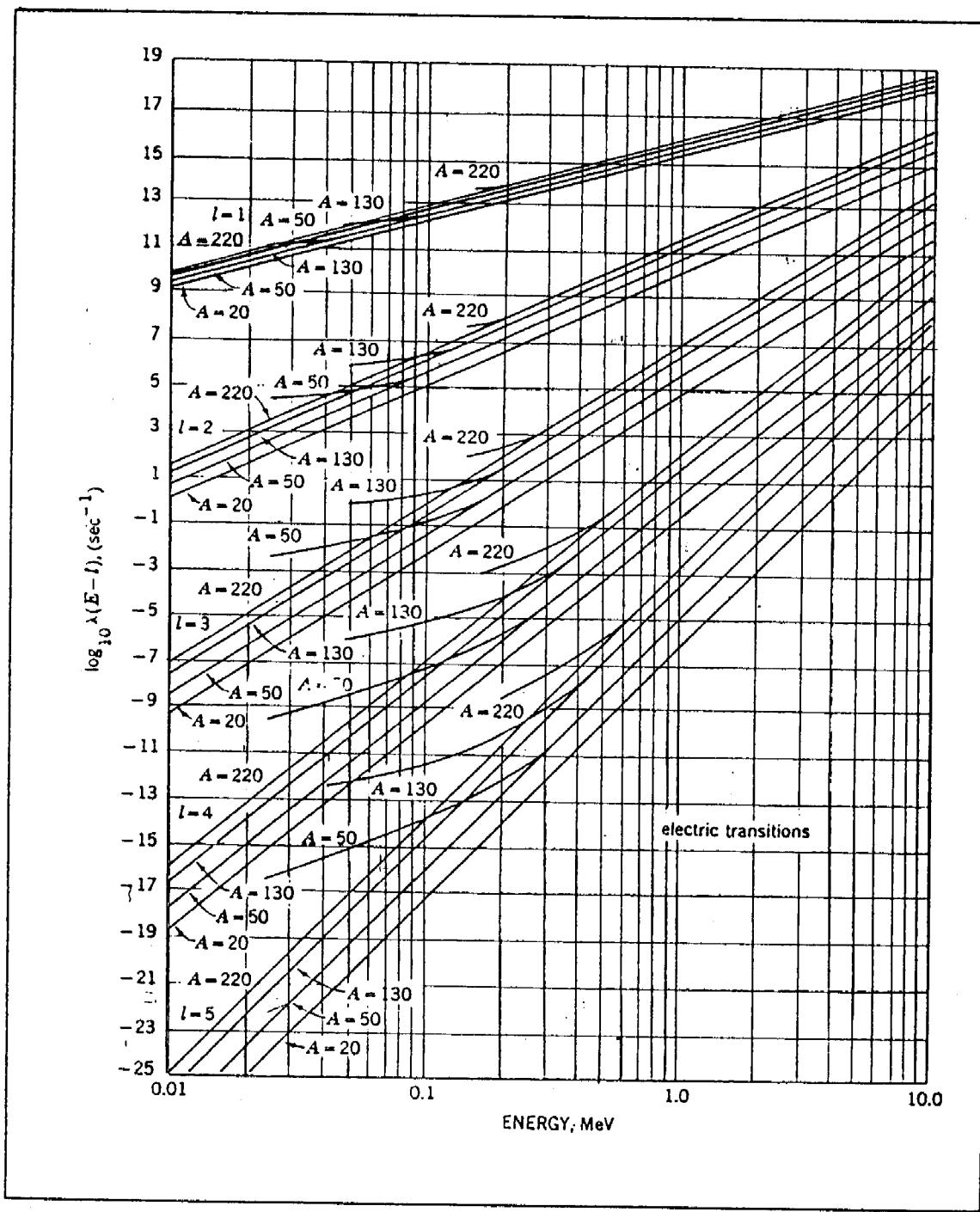
Multipolnost L	EL $W[s^{-1}]$
1	$1.02 \cdot 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3 [MeV]$
2	$7.28 \cdot 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$
3	$3.39 \cdot 10^1 A^2 E_\gamma^7$
4	$1.07 \cdot 10^{-8} A^{8/3} E_\gamma^9$
5	$2.40 \cdot 10^{-12} A^{10/3} E_\gamma^{11}$

tabela 4

Multipolnost L	ML $W[s^{-1}]$
1	$3.15 \cdot 10^{13} E_\gamma^3 [MeV]$
2	$2.24 \cdot 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$
3	$1.04 \cdot 10^1 A^{4/3} E_\gamma^7$
4	$3.27 \cdot 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$
5	$7.36 \cdot 10^{-13} A^{8/3} E_\gamma^{11}$

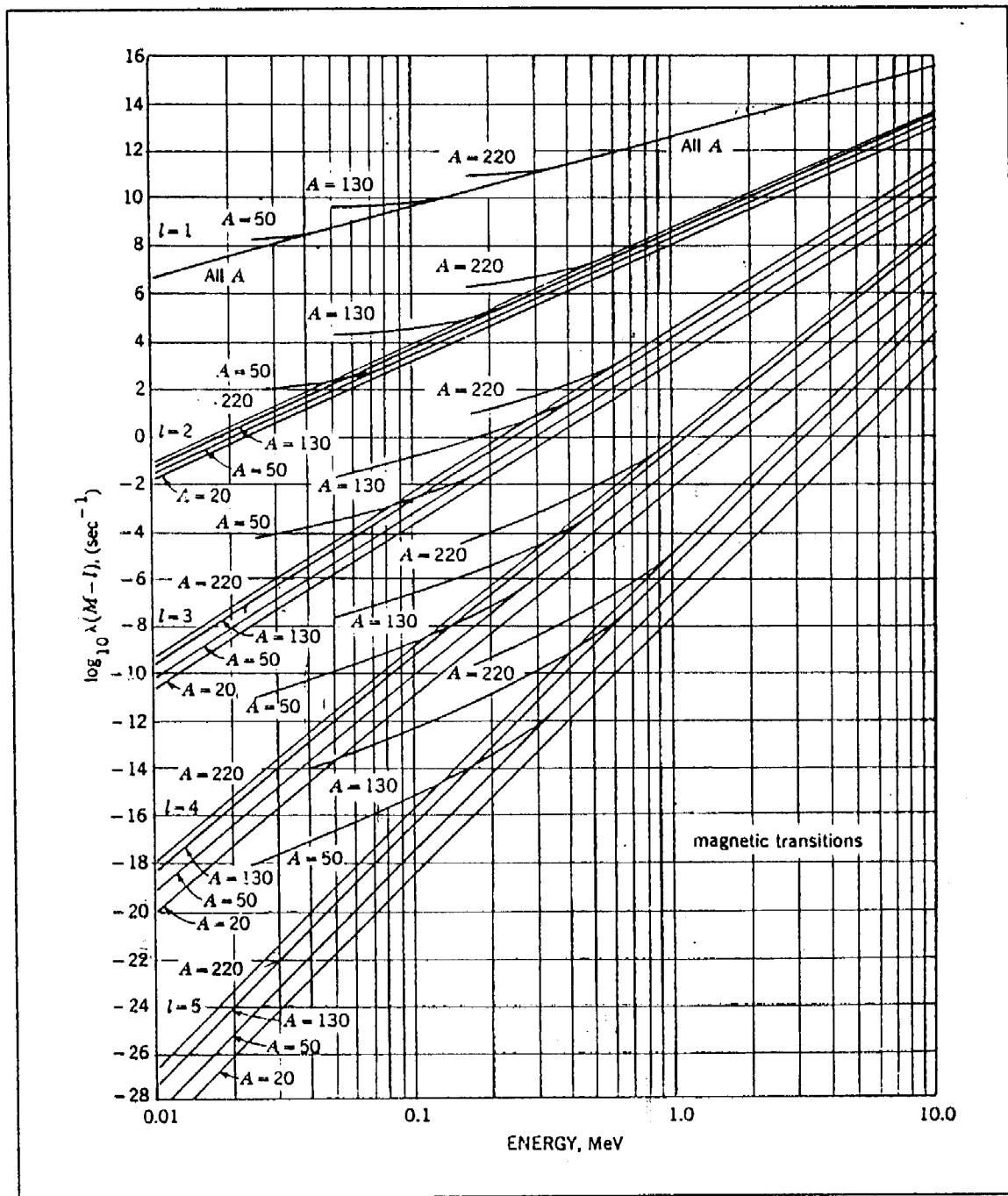
tabela 5

Verovatnoće prelaza se, takođe, mogu odrediti pomoću grafičkih zavisnosti nacrtanih pomoću prethodnih relacija:



slika 3

Na slici 3 je grafički prikazana zavisnost verovatnoće električnih prelaza od energije prelaza. Vidi se da verovatnoća izuzetno brzo opada sa multipolnošću i da raste sa porastom energije prelaza.



slika 4

Na slici 4 je grafički prikazana zavisnost verovatnoće magnetnih prelaza od energije prelaza.

Sada se približno mogu odrediti verovatnoće γ -prelaza u ^{137}Ba :

1. prelaz $11/2^- \rightarrow 3/2^+$; $E_\gamma = 661.66\text{keV}$

$$\lambda(M4) = 3.27 \cdot 10^{-6} \cdot 137^2 \cdot 0.6616^9 \approx 1.5 \cdot 10^{-3}\text{s}^{-1}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx 465\text{s}$$

2. prelaz $11/2^- \rightarrow 1/2^+$; $E_\gamma = 380(2)\text{keV}$

$$\lambda(E5) = 2.4 \cdot 10^{-12} \cdot 137^{10/3} \cdot 0.380^{11} \approx 7.7 \cdot 10^{-10}\text{s}^{-1}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx 9 \cdot 10^8\text{s}$$

3. prelaz $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$; $E_\gamma = 281(2)\text{keV}$

$$\lambda(E2) = 7.28 \cdot 10^7 \cdot 137^{4/3} \cdot 0.281^5 \approx 90 \cdot 10^6\text{s}^{-1}$$

$$\lambda(M1) = 3.15 \cdot 10^{13} \cdot 0.281^3 \approx 6.9 \cdot 10^{11}\text{s}^{-1}$$

4. Procena mogućnosti za populaciju nivoa od 281(2)keV

Iz prethodnog proračuna se vidi da je verovatnoća za emisiju γ -zračenja od 281(2)keV koje nastaje pri deeksitaciji nivoa $1/2^+$ na osnovni nivo $3/2^+$ veoma velika.

Znači, u spektru emitovanog γ -zračenja mogli bi očekivati zračenje energije 281(2)keV, pod uslovom da postoji zadovoljavajuće populisanje stanja od 281(2)keV.

Stanje od 281(2)keV bi se moglo populisati na dva, ali oba maloverovatna, načina (prikazana crtano na slici 1) :

- a) emisijom $E5$ fotona od 380(2)keV koji bi konkurisao emisiji γ -zraka od 661.6 keV, i/ili
- b) direktnim $Q = 894.69\text{keV}$, $\Delta I = 3$, $\Delta\pi = ne$, β -raspadom osnovnog stanja ^{137}Cs ($7/2^+$) koji bi stoga trebalo da bude u klasi dvostruko zabranjenih GT beta prelaza.

Procenili smo verovatnoće za ova dva puta populacije. Korišćenje jednočestične (Weisskopf-ove) procene za gama granu opravdano je zadovoljavajućim rezultatom za $M4$ prelaz od 661.66keV koji daje život stanja reda veličine 100 sekundi. Za $E5$ prelaz od 380(2)keV ova procena daje život reda veličine 10^8 sekundi, tj. kaže da je oko milion puta manje verovatan od prelaza sa energijom od 661.66keV.

Dvostruko zabranjeni beta raspad koji bi takođe trebalo da populiše stanje od 281(2)keV, sa svoje strane, po sistematici treba da ima vrednost $\log(ft)$ i intervalu od 10 do 13. Ako uzmemo nepovoljnu gornju granicu, uz vrednost za Fermijev faktor f od oko 20, parcijalni život za ovaj raspad trebalo bi da iznosi oko 16000 godina. Ovaj prelaz bi trebalo, dakle, da bude svega nekoliko stotina (oko 200) puta manje verovatan od glavne komponente ($7/2^+ \rightarrow 11/2^-$).

Ovo nas navodi na to, da je, beta populisanje stanja od 281(2)keV mnogo verovatnije od gama kao i da bi ono, uz povećanu osetljivost detekcije gama zraka od 281(2)keV možda imalo šanse da bude opservirano.

Eksperiment ovog tipa, sa ciljem da se detektuje pomenuta linija u spektru γ -zračenja, već je vršen u Institutu za nuklearne nauke "Vinča". Nije sa sigurnošću potvrđeno postojanje date linije. Na tom mestu, u spektru, je fon bio izuzetno visok, pa je eventualna linija bila utopljena u fon.

Naša ideja bila je da merenje poboljšamo delimičnim uklanjanjem dela spektra koji potiče od Komptonovog rasejanja fotona. Time se povećava odnos foto-vrhova prema kontinualnom delu spektra. U praktičnom radu ovo se ostvaruje opkoljavanjem germanijumskog brojača sa velikim natrijum jodidom kao detektorom za detekciju rasejanih Komptonovih fotona. Ako se impulsi iz germanijumskog brojača beleže samo kada ne postoji koincidentni signal iz scintilacionog brojača, detektuju se u principu samo impulsi vezani za fotoelektrični efekat i, eventualno, za proizvodnju parova. Osim ovako realizovane, aktivne zaštite, možemo koristiti i pasivnu: postavljanjem detektora u čeličnu komoru sa značajnom apsorpcionom debljinom čime se štiti detektor od zračenja iz okoline i delimično od kosmičkog zračenja. Ovako realizovana spektrometrija je niskofonska.

5. Interakcija γ -zračenja sa detektorom

U procesu interakcije zračenja, kako sa materijom uopšte, tako i sa materijalom detektora, javljaju se tri tipa interakcije:

- fotoelektrični efekat
- Komptonov efekat
- par efekat

Fotoelektrični efekat je proces interakcije zračenja sa materijom pri čemu foton upadnog zračenja predaje svu svoju energiju vezanom elektronu. Pri tome foton nestaje, dok elektron, koji je apsorbovao energiju, napušta omotač atoma sa kinetičkom energijom koja iznosi

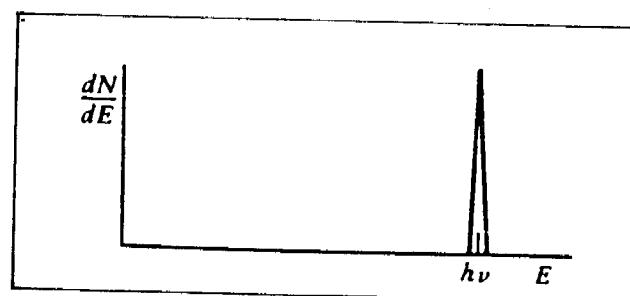
$$T = h\nu - E_i^v$$

gde je $h\nu$ -energija fotona, a E_i^v je energija veze i-tog elektrona u omotaču atoma. Verovatnoća nastanka fotoefekta meri se presekom. Presek za fotoefekat dat je sledećim izrazom:

$$\sigma_f \sim Z^5 \frac{1}{(h\nu)^7/2}$$

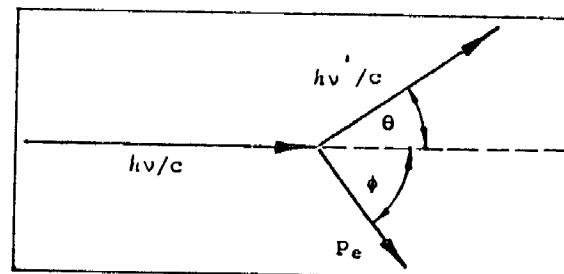
gde je Z -redni broj elementa sredine

Raspodela elektrona po energijama za fotoelektrični efekat prikazana je na slici 5



slika 5

Komptonov efekat je proces u kome foton upadnog zračenja preda deo svoje energije slabo vezanom elektronu pri čemu se foton rasejava, a elektron uzmakne. Rezultat intetakcije su rasejni foton i uzmaknuti elektron (slika 6) čije energije zavise od ugla rasejanja.



slika 6

Zavisnost energije rasejanog fotona $h\nu'$ od ugla resejanja θ data je relacijom

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}$$

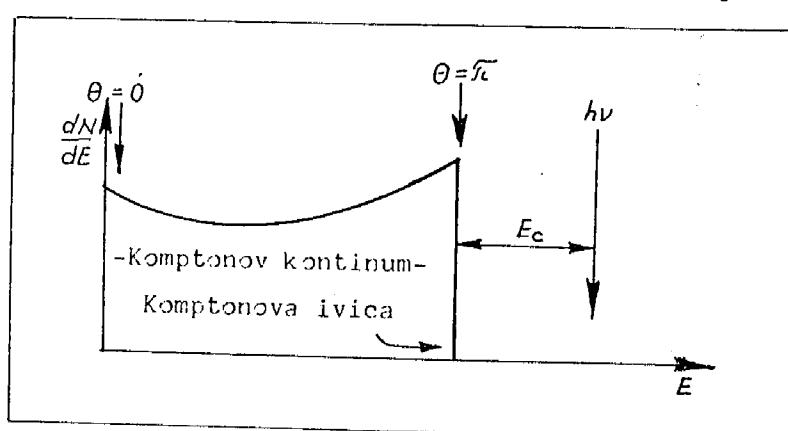
dok je zavisnost kinetičke energije uzmaknutog elektrona T od ugla rasejanja fotona θ data na sledeći način:

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \left[\frac{\frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \right]$$

Uzmaknuti elektron ima minimalnu vrednost energije ($T \approx 0$) za ugao rasejanja $\theta = 0$, a maksimalnu vrednost za $\theta = \pi$. Ova maksimalna vrednost energije elektrona naziva se Komptonova ivica i ima vrednost:

$$T_{max} = h\nu \left[\frac{\frac{2h\nu}{m_0 c^2}}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \right]$$

Raspodela elektrona po energijama za Komptonov efekat prikazana je na slici 7:



slika 7

Presek za Komptonov efekat dat je sledećim izrazom:

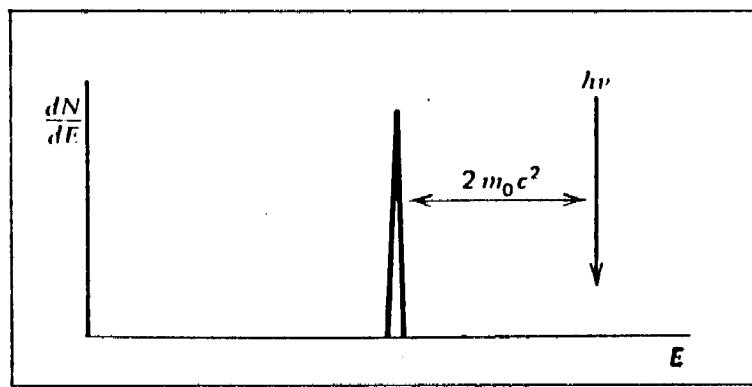
$$\sigma_c \sim Z \frac{1}{h\nu}$$

Par efekat je proces u kome se celokupna energija fotona utroši na stvaranje dve nove čestice, para elektron-pozitron, kao i na njihovu kinetičku energiju. Da bi se ovaj efekat javio, energija fotona mora biti veća od $2m_0 c^2$ (1.02 MeV). Ako je energija γ -zraka veća od 1.02 MeV, višak energije se pojavljuje u vidu kinetičke energije podeljene između elektrona i pozitrona. Prema zakonu održanja energije i impulsa, efekat stvaranja para ne može se javiti u vakuumu. Može se dogoditi isključivo u prisustvu jezgra atoma ili elektrona. Raspodela nanelektrisanih čestica po energijama za par efekat je prikazana na narednoj slici (slika 8)

Presek za par efekat dar je sledećim izrazom:

$$\sigma_p = Z^2 \ln h\nu$$

gde je $h\nu$ energija upadnog kvanta.



slika 8

Postoji i suprotan proces stvaranju para elektron-pozitron. To je proces anihilacije. U ovom procesu elektron i pozitron nestaju, a javljaju se dva γ -kvanta energije od po 0.511MeV, koja se emituju pod uglom od 180° .

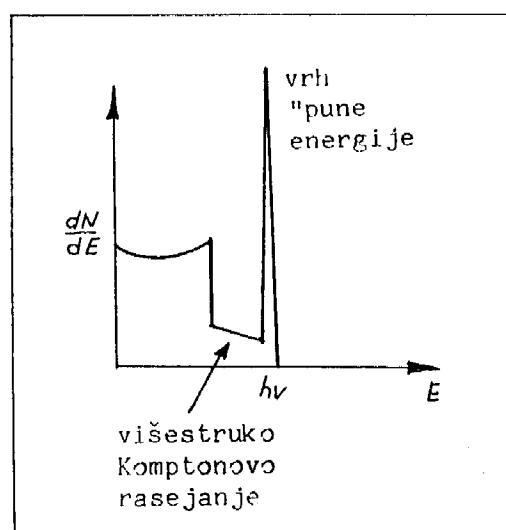
Pošto sva tri efekta slabe upadni snop zračenja, ukupni presek za interakciju je zbir preseka za pojedine efekte:

$$\sigma \sim \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p$$

U našem eksperimentu energija γ -zračenja ne prelazi vrednost od 1.02MeV, tako da efekat stvaranja parova ne dolazi do izražaja.

Ako bi detektor na koji pada zračenje imao nerealno velike dimenzije, celokupna energija zračenja bi se apsorbovala u njemu, ili putem fotoefekta, ili višestrukog Komptonovog rasejanja koje se može okončati i fotoefektom, tako da bi dobijenom spektru imali jedino fotovrh ili vrh totalne apsorpcije. Efikasnost detekcije bila bi maksimalna.

Međutim, kod realnih detektora, dimenzije nisu dovoljno velike da bi bio ispunjen uslov da nijedna sekundarna radijacija (Komptonovi rasejani kvanti) ne pobegne iz zapremine detektora.



slika 9

Ovde može doći do jednostrukog ili višestrukog Komptonovog rasejanja, a zatim i bekstva tako rasejanih γ -zraka iz zapremeine detektora. Znači, ako je energija upadnog γ -kvanta manja od energije potrebne za formiranje para, spektar koji dobijamo potiče od fotoelektričnog i Komptonovog efekta. U spektru uočavamo vrh koji se naziva fotovrh ili vrh totalne apsorpcije i kontinuum, tzv. Komptonov kontinuum(slika 9).

6. Zaštita Ge detektora u eksperimentu

U spektroskopiji γ -zraka najčešće se koriste poluprovodnički detektori i to Ge detektor, zato što u poređenju sa drugim detektorima, npr. scintilacionim, imaju mnogo bolju moć razlaganja, bolji odnos pik/kompton, ali zato manju efikasnost, koja se u principu može nadoknaditi produženom vremenom merenja.

Pasivna zaštita

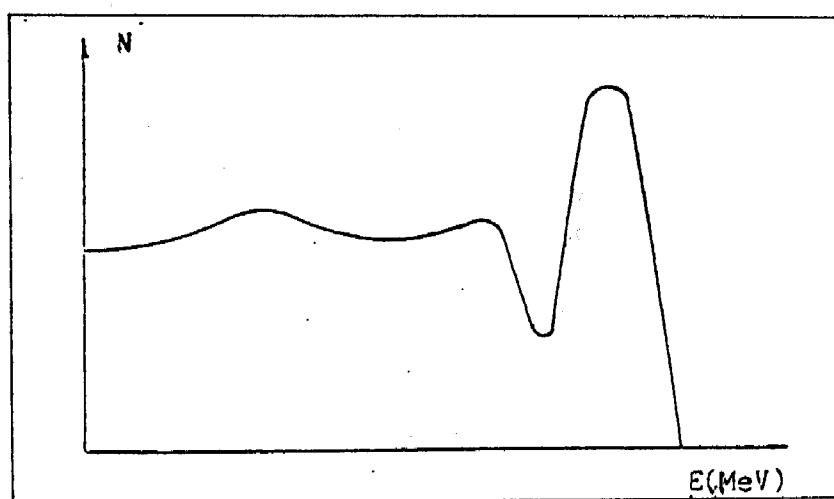
Zbog stalnog bombardovanja zemlje kosmičkim zračenjem kao i zbog postojanja prirodne radioaktivnosti, svi detektori daju neki signal, tzv. fon. Odbroj u fonu varira u zavisnosti od veličine i tipa detektora, kao i od energetskog intervala koji se posmatra. Pošto intenzitet fona određuje prag zračenja koje se može detektovati važno je dobiti što niži fon, što se može dobiti izvesnim stepenom zaštite detektora. Zbog smanjenja fona, oko detektora se postavlja pasivna zaštita u vidu komore. Zidovi komore treba da su napravljeni od materijala sa velikom specifičnom težinom kako bi zaustavili i fotone sa velikom energijom. U našem eksperimentu se pasivna zaštita sastoji od gvozdene komore debljine 0.25m, što je ekvivalentno olovnoj komori debljine 0.1m. Idealan zaštitni materijal ne sme da sadrži radioaktivne elemente.

Nedostaci pasivne zaštite se ogledaju u tome što ona povećava Komptonski kontinuum kad imamo rasejanje unazad jer se zraci iz ispitivanog izvora pri rasejanju unazad mogu odbiti od zida komore.

Veliki deo Komptonski rasejanih fotona može pobegi iz detektora ostavljajući komptonski kontinuum koji povećava fon. Postavljanjem pasivne zaštite oko Ge detektora ne postiže se nikakva zaštita od ovog Komptonskog kontinuma. Za njegovo smanjenje potrebno je postavljanje aktivne zaštite oko Ge detektora.

Aktivna zaštita

Sve spektralne informacije se dobijaju iz vrha totalne apsorpcije koji se dobija kada γ -zrak svu svoju energiju ostavi u detektoru, a posledica je ili fotoelektričnog efekta, par efekta ili višestrukog Komptonovog rasejanja.



slika 10

Pored vrha totalne apsorpcije u spektru se uvek nalazi i Komptonski kontinuum koji nastaje kada γ -zrak u detektoru ostavi samo deo svoje energije, a posledica je Komptonovog rasejanja. Zato spektar monohromatskog γ -zračenja ima izgled kao na slici 10.

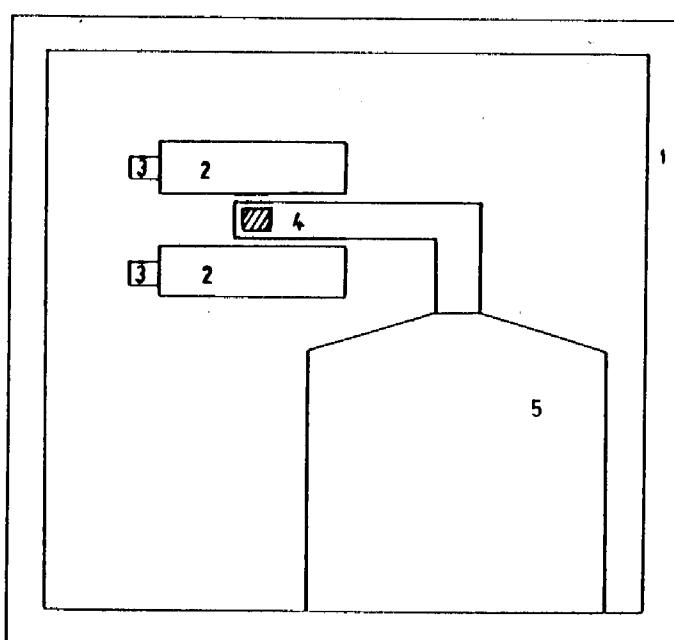
U merenjima se teži da odnos vrha totalne apsorpcije, tj. pika, prema Komptonskom kontinuumu bude što veći, i ostvaruje se na taj način što se Ge detektor opkoljava velikim NaJ(Tl) detektorom-štitom.

Ako sad u ovom sistemu dođe do Komptonovog rasejanja i rasejani foton pobegne iz efikasne zapremine Ge detektora, on će interagovati sa omotačem. Jedno elektronsko kolo obezbeđuje registrovanje energije posebno iz detektora i posebno iz omotača. Ako na njemu podesimo da radi anti-koincidentno onda će ono registrirati samo događaje koji se dese u detektoru, a ne dese se istovremeno i u omotaču, ili događaje koji se dese u omotaču, a ne dese se istovremeno i u detektoru. Ako podesimo da radi koincidentno, onda će registrirati samo one događaje koji se istovremeno dese i u detektoru i u omotaču.

Aktivnu zaštitu predstavlja veliki NaJ(Tl) detektor dimenzija 9×9 inča koji okružuje germanijumski detektor. NaJ(Tl) detektor se sastoji od omotača koji ima 6 fotomultiplikatorskih cevi, i od čepa koji ima jednu fotomultiplikatorsku cev. U našem eksperimentu čep nismo koristili.

NaJ

Konfiguracija sa dvostrukom zaštitom prikazana je na sledećoj slici:



slika 11: 1-zidovi zaštitne čelične komore

2-prstenasti detektor NaJ(Tl), 3-šest fotomultiplikatora

4-poluprovodnički Ge detektor, 5-posuda sa tečnim azotom

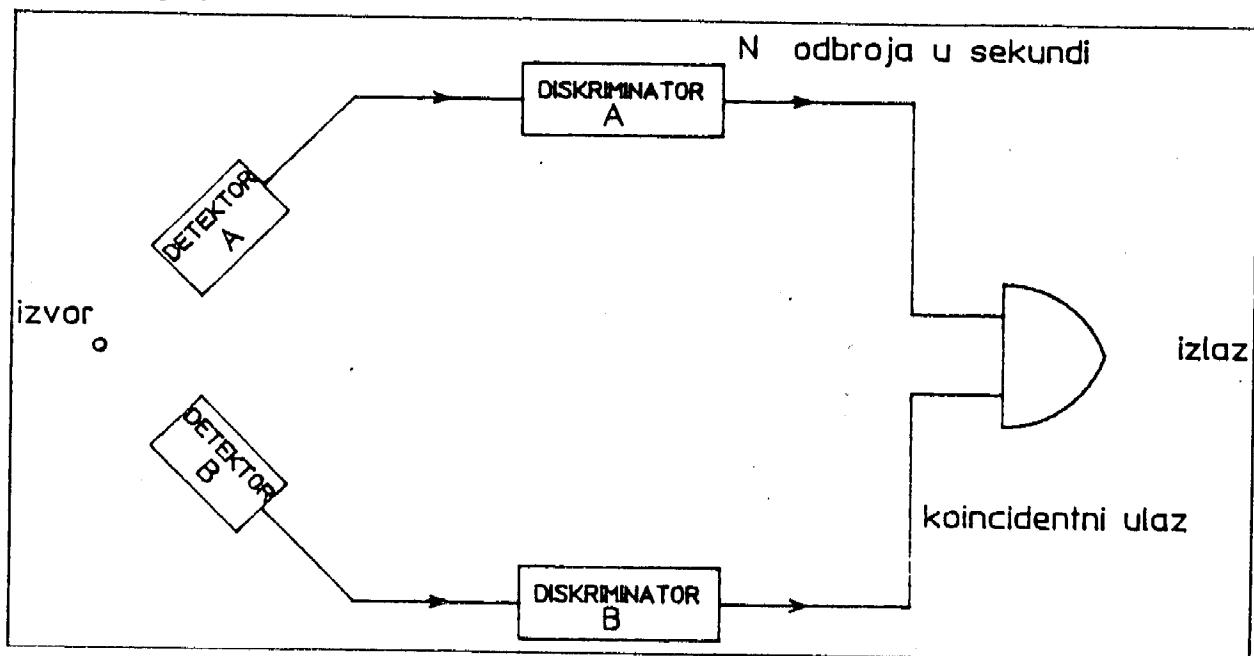
Znači, ako detektorski sistem podesimo da radi anti-koincidentno, Ge detektor će beležiti samo one događaje koji se dese u Ge detektoru a ne dese se istovremeno i u NaJ(Tl) štitu. Tada elektronsko kolo neće beležiti Komptonski rasejane fotone, jer će oni stvarati signal i u detektoru i u omotaču. Na ovaj način se ostvaruje smanjenje Komptonskog kontinuma. U idealnom slučaju bi se beležili samo oni događaji koji su posledica totalne apsorpcije γ -zraka u

detektoru.

Ovakva sprega NaJ(Tl) i Ge detektora redukuje i fon u Ge detektoru. Zračenje iz okoline se delimično, putem fotoefekta, apsorbuje u NaJ(Tl) detektoru, a Komptonski rasejani γ -kvanti u NaJ(Tl) detektoru koji dospevaju u Ge detektor i koincidentni gama zraci od kojih jedan dospeva u NaJ(Tl) a drugi u Ge detektor bivaju elektronski odbačeni u antikoincidentnom režimu rada.

7. Elementi koincidentne spektroskopije

Koincidentni događaji se mogu registrovati sistemom od najmanje dva detektora povezana sa koincidentnim kolom (slika 12). Koincidentno kolo koje je u vezi sa detektorima prima samo one signale na koje oba detektora reaguju unutar određenog vremenskog intervala. Znači, koincidentni uređaj će isporučiti izlazni impuls ako signali iz detektora A i B stignu u njega unutar izvesnog vremenskog intervala τ jedan od drugog, tj. kažemo da koincidentno kolo ima vreme razlaganja $\pm\tau$, odnosno 2τ .



slika 12

Signalni iz pozadine ili neželjeni fenomeni, koji su nasumično raspoređeni u vremenu, neće ispuniti postavljene uslove koïncidencije i uklanjuju se.

Koincidentni događaji su oni događaji koji se dešavaju istovremeno, tj. unutar vremena razlaganja koincidentnog kruga. Moramo razlikovati prave koïncidencije od slučajnih koïncidencija.

Prave koïncidencije su najčešće posledica sledećih nuklearnih događaja:

-fotoni i čestice emitovane u istom radioaktivnom raspadu

-proizvodi iste nuklearne reakcije

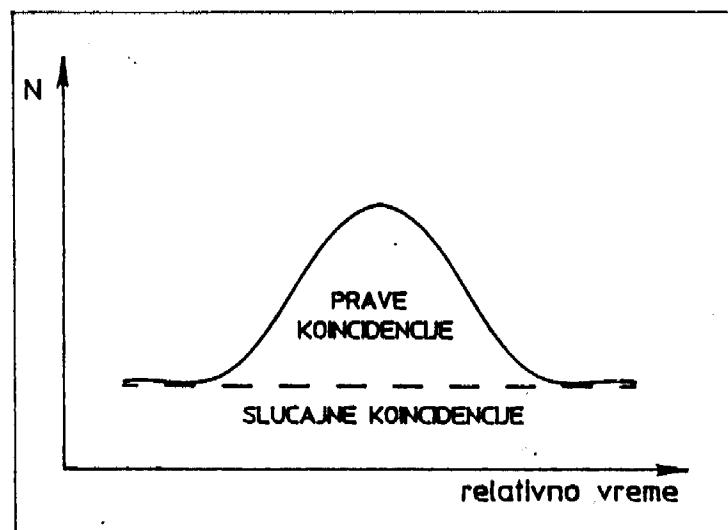
- γ -kvanti proizvedeni anihilacijom pozitrona i elektrona

U našem eksperimentu, u okviru vremena razlaganja koincidentnog kruga, dešava se Komptonovo rasejanje γ -kvanta u Ge detektoru i detekcija rasejanog kvanta u zaštitnom NaJ(Tl) detektoru, tako da je to, takođe, koincidentni događaj.

Slučajne koïncidencije potiču od istovremenog raspada dva jezgra ili, ako u trenutku raspada jezgra, do detektora stigne i foton iz kosmičkog zračenja ili okoline, ili od detektovanja γ -zraka poluprovodničkim detektorom i istovremenog detektovanja γ -zraka koji iz izvora, posle

reflektovanja od zida zaštitne komore, pada na scintilacioni detektor, što je moguće u našem eksperimentu.

Pri merenjima će koincidentni ulaz propustiti i određeni broj slučajnih koincidencija. Na slici 13 je prikazan ukupan broj koincidentnih događaja koji je jednak zbiru pravih i slučajnih koincidencija.



slika 13

Ukupan broj koincidentnih događaja koje će registrirati posmatrani sistem u vremenu T' biće jednak zbiru pravih i slučajnih. Stvarni broj događaja zabeleženih u detektoru A sa efikasnošću ε_A i detektoru B sa efikasnošću ε_B u vremenu T' za izvor čija je aktivnost A_i je:

$$N_A = \varepsilon_A A_i T'; N_B = \varepsilon_B A_i T'$$

Ako koincidentni uređaj izbroji svaki istovremeni par impulsa iz detektora, broj pravih koincidencija biće:

$$N_{AB} = \varepsilon_A \varepsilon_B A_i T'$$

Za sistem sa vremenom razlaganja 2τ broj slučajnih koincidencija za vreme T' biće:

$$N_S = 2\tau A_i^2 \varepsilon_A \varepsilon_B T'$$

tako da je ukupan broj izmerenih koincidentnih događaja

$$N_U = N_S + N_{AB}$$

Očigledno je da se broj slučajnih koincidencija smanjuje ako se smanji vreme razlaganja koincidentnog kruga.

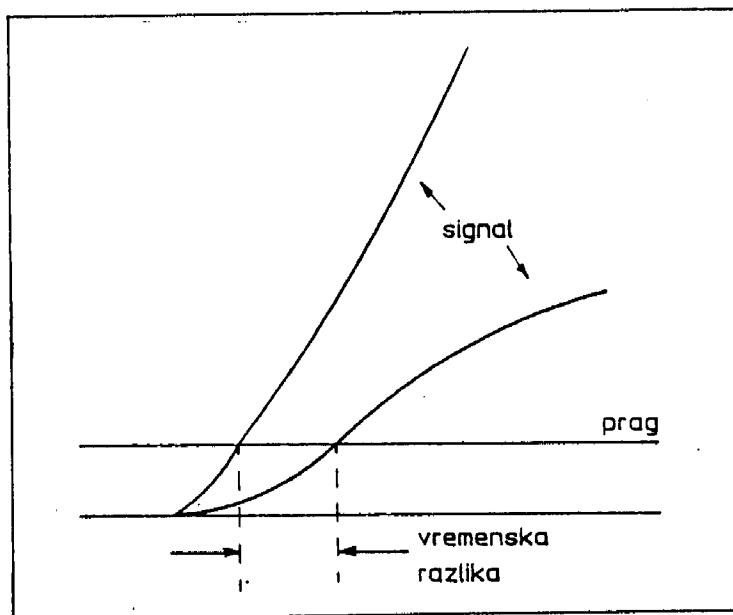
8. Nuklearna elektronika upotrebljena u eksperimentu

Naponski impuls iz detektora, odnosno iz predpojačavača, sadrži u sebi informaciju kako o energiji tako i o trenutku registracije upadnog kvanta. Visina ovog analognog signala je proporcionalna energiji detektovanog kvanta, a vreme pojave signala zavisi od trenutka detekcije. Da bi se vremenska informacija mogla korelirati sa vremenskom informacijom iz drugog(ili ostalih) detektora neophodno je da se vreme pojave impulsa transformiše u logičan signal koji će biti koreliran sa trenutkom detekcije. Deo koincidentnog kola u kome se stvaraju ovi ligički signali naziva se brzi diskriminator. Da bi se vreme interakcije što tačnije definisalo koriste se različiti metodi za definisanje vremena pristizanja analognog signala na ulaz diskriminatora.

Koincidentna kola, najčešće sadrže sledeće osnovne komponente:

1. Brzi diskriminator sa okidanjem na vodeću ivicu
LEADING EDGE DISCRIMINATOR(L.E.D.)

Kod diskriminatora ovog tipa se izlazno kolo okida što ranije, odmah nakon pristizanja analognog impulsa. To znači da se prag diskriminacije postavlja neposredno iznad šuma i izlazni signal se stvara u trenutku kada vodeća ivica analognog signala pređe ovaj nivo. Obzirom da vodeće ivice analognih signala različitih visina dostižu ovaj novo u različitim vremenskim trenucima(slika 14) vreme nastanka izlaznog signala će zavisiti od visine ulaznog signala.



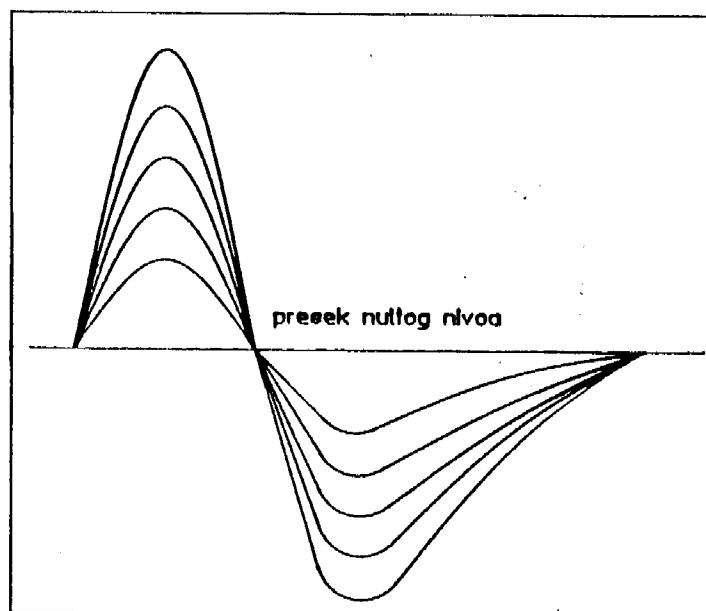
slika 14

Vremensko šetanje izlaznog signala iz detektora, odnosno predpojačavača, znatno ograničava mogućnost primene ove tehnike dobijanja vremenske informacije u slučajevima kada na ulazu

diskriminatora postoje signali bitno različitih visina. Ovaj tip diskriminatora je pogodan za upotrebu samo kada se u detektoru stvaraju impulsi slične amplitude.

2. Brzi diskriminator sa okidanjem na presek nultog nivoa CROSS-OVER DISCRIMINATOR(C.O.D.)

Kada se u detektorima stvaraju impulsi bitno različitih visina vremensko šetanje izlaznih signala se može smanjiti tehnikom okidanja na presek nultog nivoa. Ova tehnika koristi činjenicu da dvostruko diferencirani analogni impulsi konstantnog oblika presecaju osnovni nivo u određenom vremenu posle nastanka signala nezavisno od njihove amplitude(slika 15).



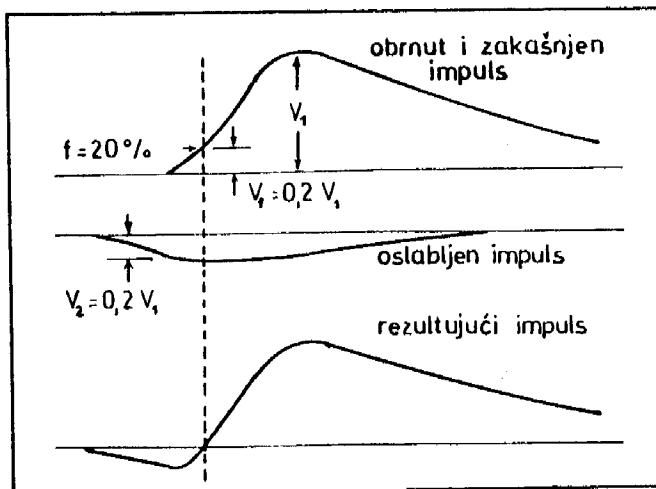
slika 15

Međutim, tačka preseka nultog nivoa zavisi od tačnosti merenja vremena koje je potrebno da se sakupi 50% ukupnog naielektiranja oslobođenog u detektoru. To znači da statističke varijacije u vremenu porasta impulsa unose mnogo više vremenskog šetanja kod ove tehnike, nego kod tehnike okidanja na vodeću ivicu gde se samo 5 – 10% visine analognog signala koristi za definisanje referentnog vremena. Znači, i ova tehnika pokazuje znatno vremensko šetanje, ali za širok opseg ulaznih amplituda daje bolje rezultate od tehnike okidanja na vodeću ivicu.

3. Brzi diskriminator sa okidanjem na konstantnom delu visine impulsa CONSTANT FRACTION DISCRIMINATOR(C.F.D.)

Ovaj metod u sebi sadrži sve najbolje osobine predhodna dva metoda. Signal koji se koristi je suma dva impulsa dobijena od impulsa detektora(slika 16). Jedan signal je nezakašnjen i oslabljen do onog dela visine impulsa na kome treba da se vrši okidanje, a drugi je zakašnjen

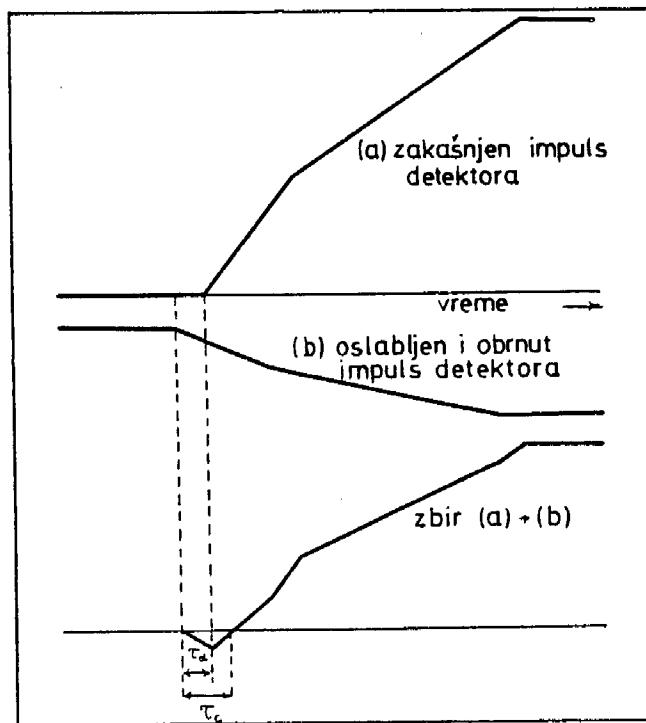
impuls detektora obrnutog polariteta. Okidno kolo okida na tački nultog nivoa, koja se podudara sa trenutkom stizanja procentualno uvek istog dela nanelektrisanja bez obzira na amplitudu impulsa. Ovaj metod daje nisko vremensko šetanje.



slika 16

4. Brzi diskriminator koji kompenzuje amplitudu i vreme porasta impulsa AMPLITUDE AND RISE TIME COMPENSATED DISCRIMINATOR(A.R.C.)

Jedna od varijanti tehnike okidanja na konstantnom delu visine impulsa je diskriminator koji ispravlja razlike u merenju vremena prouzrokovane različitim amplitudama impulsa detektora i varijacijama u vremenu uspona impulsa(slika 17).



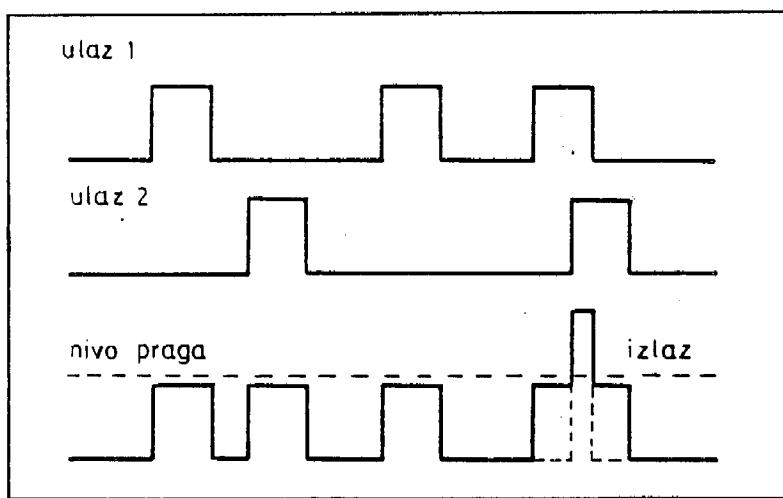
slika 17

Metod se sastoji u tome da se jedan signal zakasni za vreme τ_d i sabere sa oslabljenim nezakašnjениm signalom, obrnutog polariteta. Na izlazu dobijamo logički impuls u momentu kad rezultujući signal ima vrednost nula.

Odabiranjem malog vremena kašnjenja τ_d podešava se da vremenski interval τ_c bude što kraći. Nulti presek ne zavisi ni od amplitude ulaznog impulsa ni od strmine uzlazne ivice.

5. Brzo koincidentno kolo preklapajućeg tipa

Koincidentno kolo stvara jedan izlazni impuls kada primi ulazne impulse od oba diskriminatora unutar zadatog vremena razlaganja $\pm\tau$. Princip rada koincidentnog kola preklapajućeg tipa dat je na slici 18:



slika 18

Impuls iz dva diskriminatora dovodimo na ulaz koincidentnog kola i sabiramo. Ako su impulsi istovremeni ono će se preklopiti, a rezultujući impuls će prevazići prag okidnog kola koje tada isporučuje jedan izlazni impuls. Vreme razlaganja koincidentnog kruga ne može biti manje od širine ulaznih impulsa.

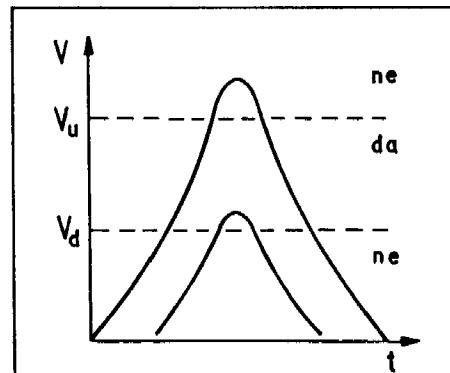
6. Jednokanalni analizator sa vremenskom informacijom TIMING SCA

Relativno slabo definisana vremenska informacija se može dobiti i iz određenih tipova jednokanalnih analizatora. U ovim uređajima se izlazni logički signal stvara kada se amplituda ulaznog signala nalazi između donjeg i gornjeg praga diskriminacije $[V_d, V_u]$. Pošto ovakav izlazni signal u sebi sadrži informaciju i o energiji i o vremenu detekcije kvanata, ovaj uređaj je nezamenjiv deo sporih koincidentnih kola.

Ako se amplituda gausovskog signala (slika 19) ne nalazi u intervalu napona $[V_d, V_u]$ na izlazu jednokanalnog analizatora dobija se informacija NE, a ako jeste informacija DA. Dakle, analogni

signal na ulazu transformiše se u digitalni na izlazu.

Pošto nas zanima broj signala određene veličine, interval napona $[V_d, V_u]$ se podesi na određenu visinu i na izlazu jednokanalnog analizatora se formira niz digitalnih signala koji odgovaraju postavljenom prozoru.

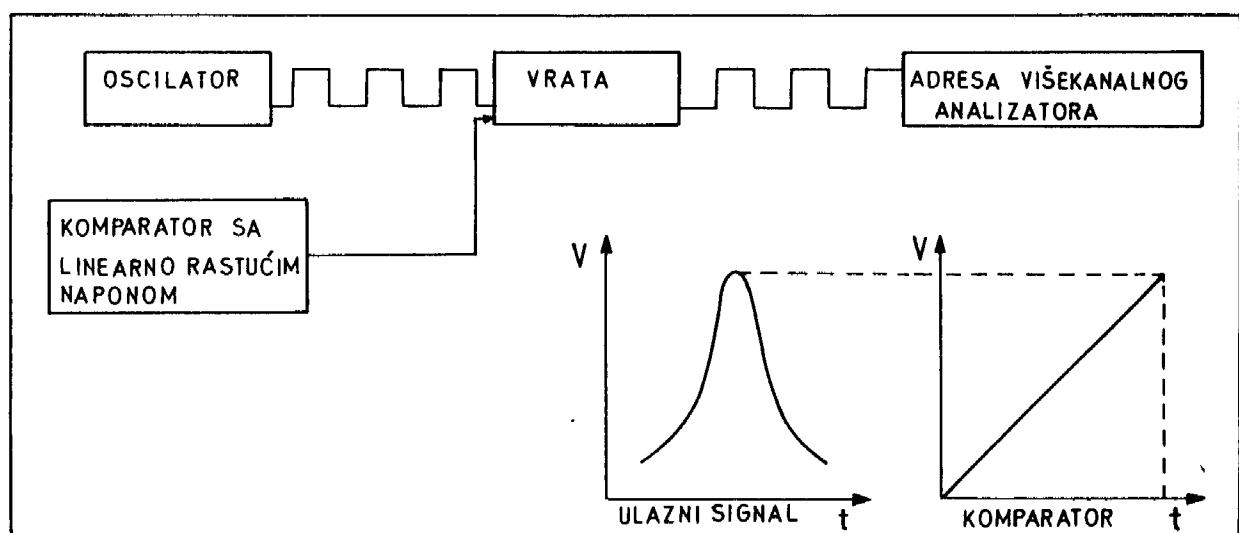


slika 19

Nakon jednokanalnog analizatora postavlja se skaler koji se sastoji od određenog broja flip-flopova i koji broji formirane pravougaone signale. Na osnovu dobijenih odbroja rekonstruiše se celokupni spektar. Međutim, nedostatak jednokanalnog analizatora je što se analizom u uskom naponskom intervalu gubi veliki broj signala manje i veće amplitude. Ovaj nedostatak ispravlja se višekanalnim analizatorom koji analizira ceo opseg amplituda signala.

7. Analogno-digitalni konvertor ANALOGUE TO DIGITAL CONVERTER (A.D.C.)

Analogno-digitalni konvertor vrši simultanu analizu visine svih signala. Prikazan je šematski na slici 20.

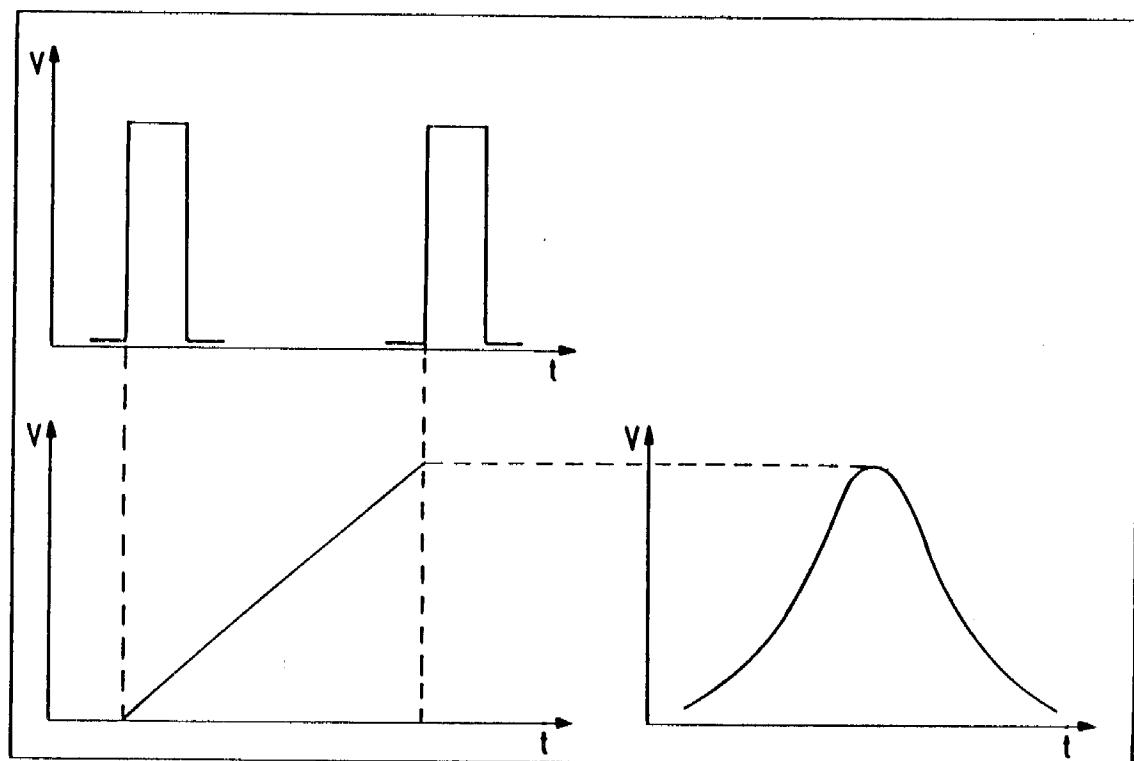


slika 20

U trenutku ulaza signala u komparator napon na njemu počinje linearno da raste i raste sve do trenutka kada se napon na komparatoru ne izjednači sa naponom ulaznog signala. Informacije sa komparatora stižu do vrata. Vrata su otvorena za vreme t koje odgovara linearnom rastu napona na komparatoru. Za to vreme kroz vrata prolaze pravougaoni signali iz oscilatora. Pošto je visina ulaznog signala srazmerna trajanju signala iz komparatora, broj pravougaonih signala iz oscilatora koji prođu kroz vrata proporcionalan je visini signala. Dakle, analogna informacija (visina signala) pretvorena je u digitalnu (broj četvrtastih signala). Digitalna informacija ide na adresu višekanalnog analizatora u kome se memorije broj događaja.

8. Pretvarač vremena u amplitudu TIME TO AMPLITUDE CONVERTER (T.A.C.)

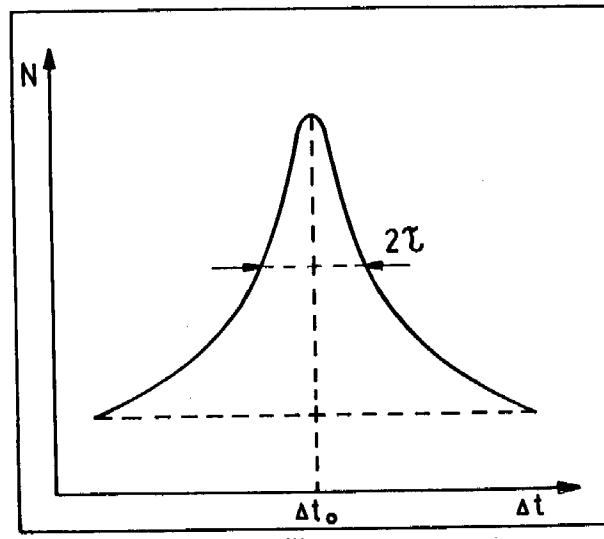
Ima ulogu da vremensku razliku između dva signala pretvori u amplitudu (visinu) signala. Ovaj uređaj ima dva ulaza na kojima prima logičke signale iz diskriminatora koji se konvencionalno nazivaju START, odnosno STOP. Vremensku razliku između start i stop signala T.A.C. pretvara u visinu izlaznog analognog signala. Princip rada ovog pretvarača se može prikazati na sledeći način: start impuls pokreće akumulaciju nanelektrisanja na kondenzatoru tako da se napon na oblogama linearno povećava u funkciji vremena (slika 21). Stop signal prekida dalje akumulisanje nanelektrisanja, a na izlazu T.A.C.-a se generiše analogni signal čija je visina proporcionalna generisanim naponu.



slika 21

Dakle, kada u T.A.C. uđe start signal, napon u pretvaraču linearno raste do trenutka ulaza stop signala čime se prekida rast napona i dobija signal. Dobijeni signal iz pretvarača se analizira

u višekanalnom analizatoru i dobija vremenski spektar(slika 22), tj. T.A.C. stvara spektar impulsa čija je visina uvek povezana sa vremenskom razlikom između start i stop signala.



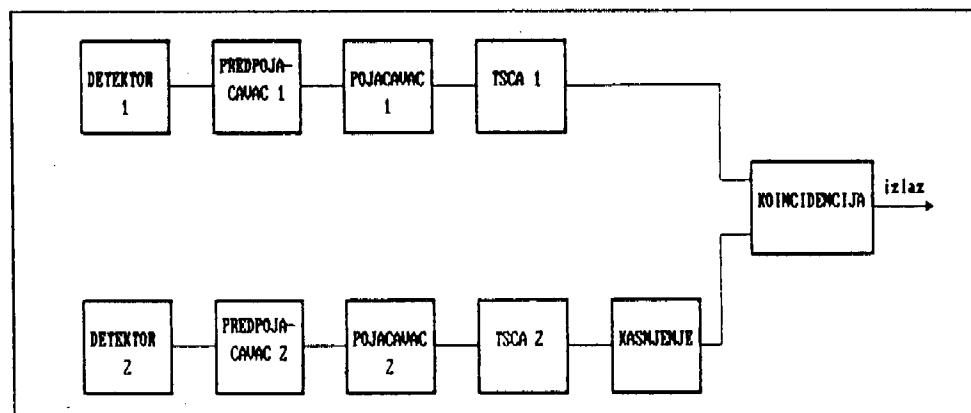
slika 22

Vremenski spektar daje zavisnost broja registrovanih događaja N u zavisnosti od vremena između dva signala Δt . τ je vreme razlaganja uređaja za vremensku analizu signala.

9. Koincidentna kola

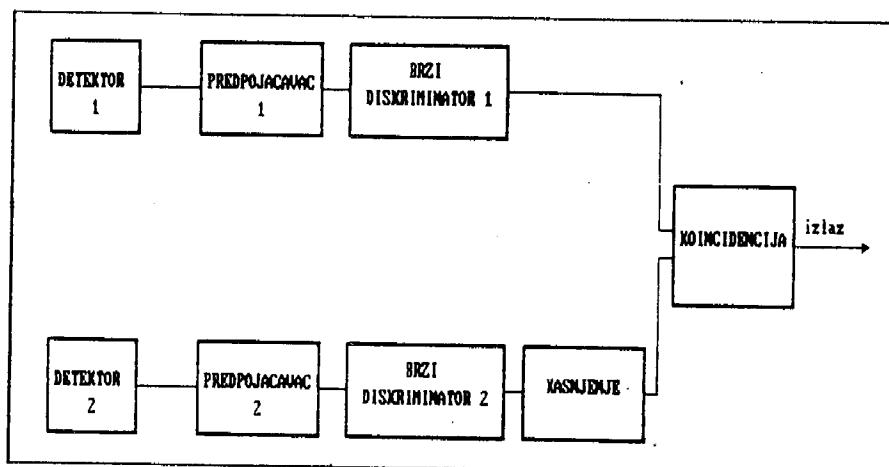
Kod koincidentnih merenja potrebno je znati energiju γ -kvanata između kojih se desio koincidentni događaj, kao i vremensku razliku između trenutaka njihove detekcije. Ove dve informacije se ne mogu dobiti iz jednog prostog koincidentnog kola.

Koincidentno kolo koje daje informaciju o energiji kvanata(slika 23) u sebi mora da sadrži glavne pojačavače i spore diskriminatore(TSCA). Međutim, u njima je relativno vreme detekcije kvanata jako loše definisano. Ovakva koincidentna kola, po pravilu imaju velika vremena razlaganja(τ reda veličine ms) i zbog toga se nazivaju sporim koincidentnim kolima.



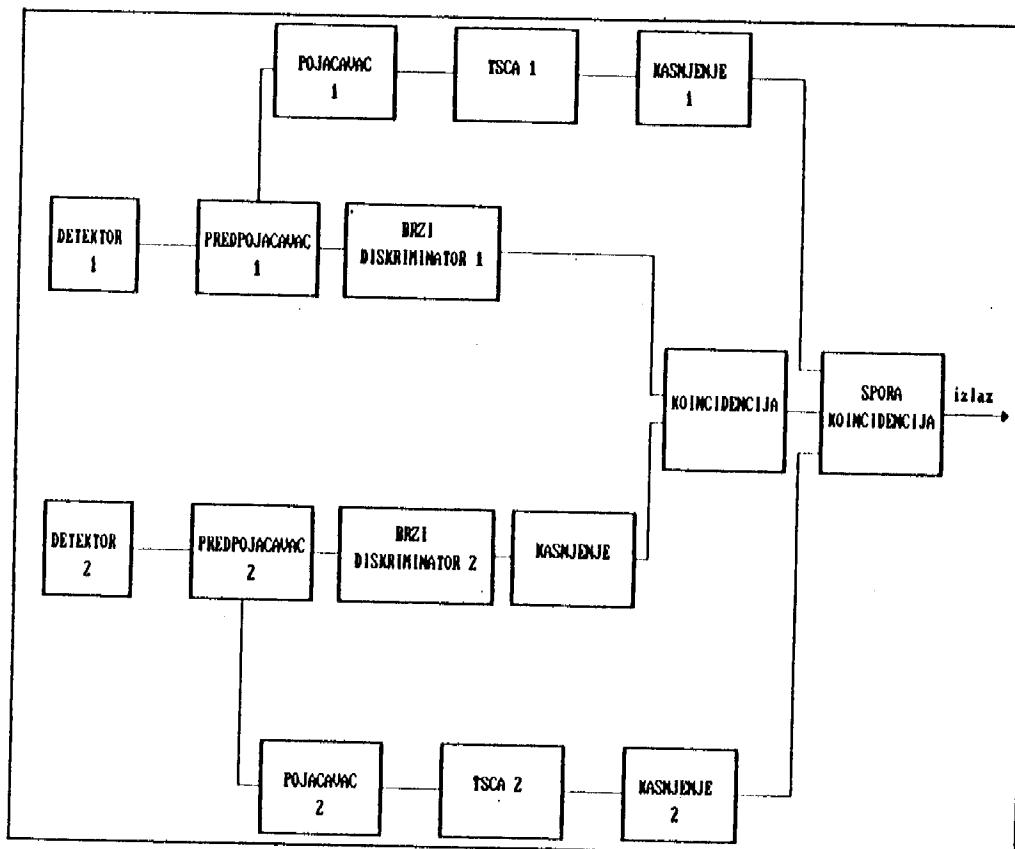
slika 23

Međutim, u slučaju brzih koincidentnih kola(slika 24), vremenska informacija se stvara pomoću brzih diskriminatora. Zato je u njima relativno vreme detekcije kvanata dobro definisano za razliku od sporih koincidentnih kola. U zavisnosti od vrsta detektora vreme razlaganja brzih koincidentnih kola je reda veličine ps ili ns . Naravno, izlaz iz brzog koincidentnog kola ne sadrži u sebi informaciju o energiji koincidentnih kvanata.



slika 24

Kompletna informacija o koincidentnim događajima se po pravilu dobija pomoću brzo-sporih koincidentnih kola(slika 25):



slika 25

Prethodna šema brzo-sporog koincidentnog kola predstavlja jednu od brojnih mogućnosti realizacije elektronskog kola koje daje preciznu informaciju, kako o energiji registrovanih kvanata, tako i o relativnom vremenu njihove detekcije. U navedenom primeru brzo-sporog koincidentnog kola energija γ -kvanata je određena pomoću prozora jednokanalnih analizatora, a vreme razlaganja celog kola određeno je vremenom razlaganja brzog koincidentnog kruga.

9. Eksperiment

Kao što je rečeno u uvodu, cilj ovog eksperimenta bio je da se utvrdi egzistencija nivoa $1/2^+$ u ^{137}Ba . Poznato je da je pri proučavanju nuklearnih reakcija ustanovljeno postojanje nivoa $1/2^+$ na $279.2keV$, a studije zasnovane na primeni neutronske aktivacione tehnike ($n, n'\gamma$) ^{137}Ba su locirale ovaj nivo na $283, 65(15)keV$.

Međutim, do sada nije potvrđena egzistencija ovog nivoa kao rezultat proučavanja radioaktivnog raspada. Ovo je upravo ono što smo mi želeli.

U eksperimentu je korišćen tačkasti izvor ^{137}Cs , firme "Amersham", aktivnosti $7.2(3)\mu Ci$

$$A_o(Cs) = 11.36(42)\mu Ci \text{ -aktivnost na dan 1.6.1976.}$$

$$t = 19\text{god.}7\text{mes.} = 19.60\text{god} \text{ -starost izvora na dan 1.1.1996.g}$$

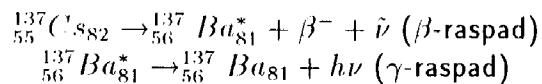
$$T_{1/2}(Cs) = 30.0(2)\text{god.} \text{ -period poluraspada } \underline{^{137}Cs}$$

$$A = A_o 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}} = 7.2\mu Ci \text{ -aktivnost izvora za vreme eksperimenta}$$

$$\Delta A = [(\frac{\partial A}{\partial A_o} \Delta A_o)^2 + (\frac{\partial A}{\partial T_{1/2}} \Delta T_{1/2})^2]^{1/2} = 0.27\mu Ci \text{ -greška aktivnosti, tako da je}$$

$$A = 7.2(3)\mu Ci$$

^{137}Cs se β^- -raspadom transformiše u ^{137}Ba , pri čemu se dobijaju neka od pobuđenih stanja ^{137}Ba , koja se deeksitiraju emisijom γ -zračenja:

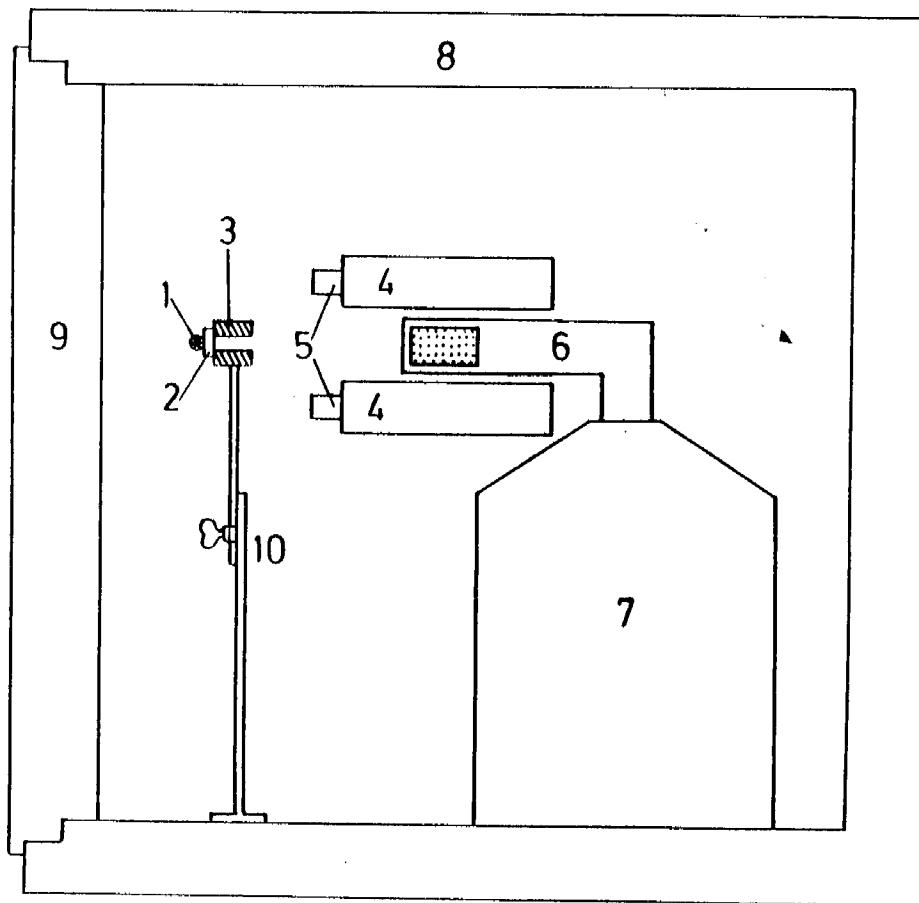


Postavka eksperimenta prikazana je na sledećoj slici(slika 26). Tačkasti izvor ^{137}Cs , koji prilikom transformacije u ^{137}Ba emituje β^- -čestice(elektrone), posle čega sledi emisija γ -zračenja, pričvršćen je na pločicu od pleksiglasa i to tako da leži na pravcu koji je određen osom olovног kolimatora. Uloga pločice od pleksiglasa jeste da apsorbuje elektrone iz radioaktivnog preparata, čime se sprečava njihova interakcija sa materijalom detektora.

Olovni kolimator je cilindričnog oblika. Postavljen je na noseći stalak, a uloga mu je da kolimiše snop γ -zračenja. Iz tačke u kojoj se nalazi izvor ^{137}Cs , zahvaljujući ovom kolimatoru, vidi se samo čeonи deo Ge-detektora, tako da pri emisiji γ -zračenja ono direktno pada samo na Ge-detektor, ali ne i na prstenasti scintilacioni detektor NaJ(Tl).

Ceo sistem smešten je u $25cm$ debelu zaštitnu čeličnu komoru koja služi kao pasivna zaštita Ge-detektora(štiti detektor od zračenja iz okoline i delimično kosmičkog zračenja što dovodi do smanjenja fona). Međutim, blizina ovog efikasnog rasejivača potencijalno dovodi do novog izvora fona. Vidi se da jedino intenzivno zračenje, ono od $661.66keV$, rasejanjem od okoline pod uglovima bliskim 90° pada direktno u oblast od interesa(okolina $281keV$). Zato ovde kolimitor ima dodatnu ulogu: ograničava rasejanja na male uglove unapred:

Prstenasti scintilacioni detektor NaJ(Tl) predstavlja aktivnu zaštitu Ge-detektora. Naime, γ -zračenje određene diskrette vrednosti energije, koje interaguje sa Ge-detektorm, daje u registrovanom spektru vrh totalne apsorpcije i komptonski kontinuum koji povećava fon. Polazeći od izvora, γ -zračenje direktno pada samo na Ge-detektor pri čemu ostavlja ili celokupnu energiju ili, usled Komptonovog rasejanja, samo deo energije. Ovaj ostatak do maksimalne vrednosti energije, u vidu rasejanih kvanata napušta Ge-detektor i pada na scintilacioni detektor pri čemu postoji značajna verovatnoća za interakciju sa ovim detektorm.

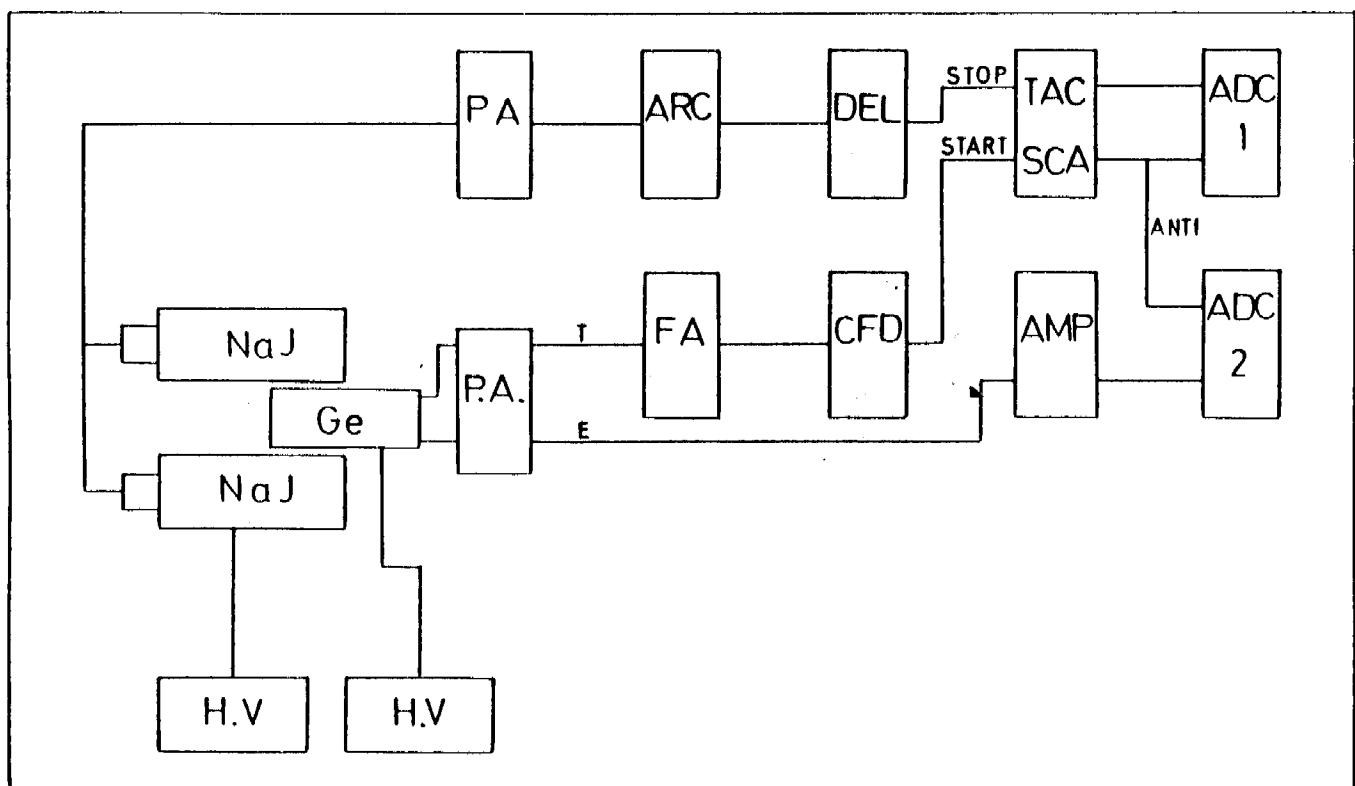


slika 26: 1-izvor ^{137}Cs , 2-pločica od pleksiglasa
 3-olovni kolimator, 4-prstenasti detektor NaJ(Tl)
 5-šest fotomultiplikatora, 6-poluprovodnički Ge detektor
 7-boca sa tečnim azotom, 8-zidovi zaštitne čelične komore
 9-vrata zaštitne čelične komore, 10-noseći stalak olovnog kolimatora

Komptonovo rasejanje γ -kvanta u Ge detektoru i njegovo registrovanje u NaJ(Tl) detektoru predstavlja, za odgovarajuće podešenu nuklearnu elektroniku, koincidentni događaj. Ako sada naš sistem podesimo da radi antikoincidentno, onda će iz registrovanog spektra biti izuzeti svi koincidentni događaji, što će dovesti do daljeg značajnog smanjenja fona, čime će se prag detekcije sniziti, a mogućnost za detekciju γ -kvanata u okolini 281keV povećati.

Pošto očekujemo emisiju γ -zračenja od $281(2)keV$, bez obzira da li je stanje sa ovom energijom nastalo kao posledica β -raspada ^{137}Cs ili γ -raspada pokušenog stanja ^{137}Ba sa energijom $661.66keV$, s pravom očekujemo da broj registrovanih kvanata date energije bude veći nego u slučaju merenja bez opisane zaštite.

Pored detektora, za registriranje koincidentnih događaja i njihovo pretvaranje u signale pogodne za analizu, potrebni su i odgovarajući elektronski uređaji (predpojačavači, pojačavači, brzi diskriminatori, jednokanalni analizator, TAC, ADC,...). Način povezivanja ovih uređaja, u našem eksperimentu, je šematski prikazan na sledećoj slici (slika 27):



slika 27

Sa slike se vidi da je koincidentno kolo sastavljeno od sistema detektora (NaJ i Ge) i merne tehnike.

Prstenasti scintilacioni NaJ(Tl) detektor sastoji se od omotača sa 6 fotomultiplikatora. Signali sa 6 fotomultiplikatora su povezani i daju jedan izlazni signal. Da bismo postigli dobru rezoluciju signala iz fotomultiplikatora treba da imaju istu visinu. Zbog toga se na njih dovodi visok napon (3000V), pri čemu su oni paralelno vezani, tako da na svakom imamo isti napon.

Poluprovodnički Ge detektor napaja se visokim naponom od 4000V.

Kolo je sastavljeno od brze i spore grane. Brza grana omogućava registriranje koincidentacija svih signala iz NaJ(Tl) i Ge detektora, bez obzira na energiju. Spora grana daje energetsku informaciju o signalima.

Iz detektora se dobija signal sa visokom impedancijom. Sistemom predpojačavača transformiše se impedanca, da bi naredni uređaj mogao prihvati signal.

Signal iz Ge detektora se grana: jedan deo prolazi kroz pojačavač, a drugi kroz brzi CFD

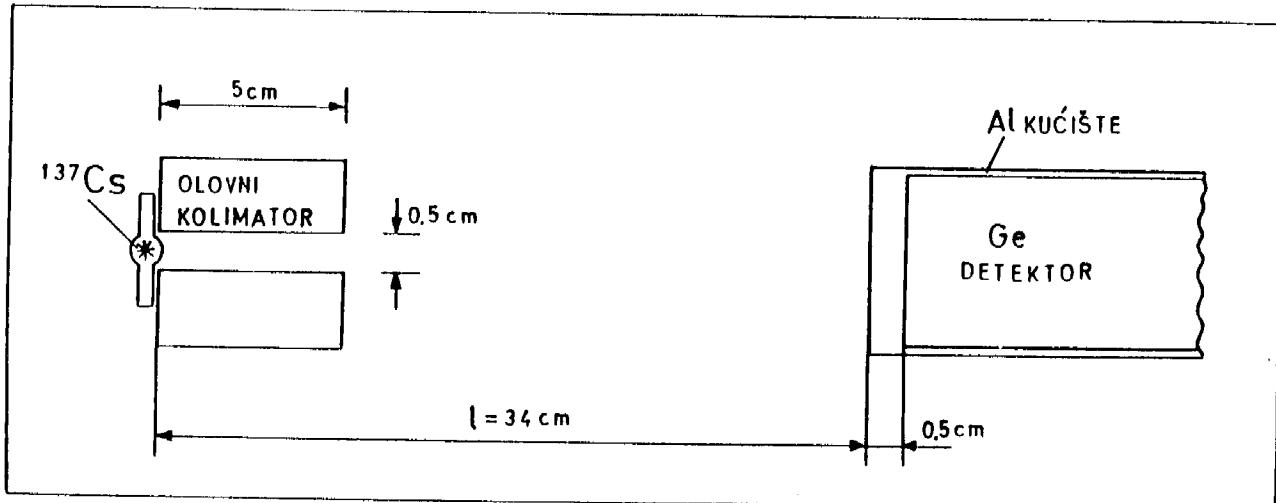
diskriminatore (brza grana); zatim se signal iz brzog diskriminatora vodi na ulaz TAC-a. Signal iz NaJ detektora se preko brzog ARC diskriminatora i uređaja za kašnjenje (DELEY), takođe, vodi na ulaz TAC-a. Signal iz Ge detektora na ulazu u TAC daje START signal, a signal iz NaJ detektora, preko DELEY-a daje STOP signal. Na taj način, u TAC-u, dobijamo koincidencije između svih signala iz NaJ detektora i svih signala iz Ge detektora. Vremensku razliku između ova dva signala TAC pretvara u analogni naponski impuls odgovarajuće amplitudne. Ovako dobijeni signal iz predpojačavača se preko ADC1 smešta u odgovarajuću memoriju višekanalnog analizatora i na taj način se dobija vremenski spektar, čijom analizom se može odrediti odnos pravih i slučajnih koincidencija, kao i vreme razlaganja koincidentnog kola.

TAC u izlaznom delu sadrži jednokanalni analizator (SCA). Pomoću prozora ovog analizatora odvajamo prave od slučajnih koincidencija. Ovaj prozor se postavlja oko maksimuma vremenske krive, tako da odnos pravih prema slučajnim koincidencijama bude maksimalan.

Jedan deo analognog signala iz Ge detektora se preko predpojačavača i pojačavača (spora grana) vodi na ulaz analogno-digitalnog konvertora ADC2, dok se vrata konvertora, u antikoincidentnom režimu rada, otvaraju sa logičkim signalima iz jednokanalnog analizatora TAC-a. Signal koji uđe u ADC2 se smešta na odgovarajuću adresu višekanalnog analizatora tako da u njemu dobijamo celokupni spektar γ -zračenja iz Ge detektora, a pošto radimo u antikoincidentnom režimu, taj spektar čine kvanti γ -zračenja koje registruje Ge detektor, a ne istovremeno i NaJ detektor.

Posle odgovarajućeg podešavanja mernih uređaja eksperiment je izведен u dve varijante (dve različite geometrije). Ukupno vreme merenja bilo je duže od 23 dana.

1.) U prvoj varijanti, uzajamni položaj izvora ^{137}Cs , olovnog kolimatora i čela Ge detektora prikazan je na sledećoj slici (slika 28):



slika 28

U snimanom spektru γ -zračenja se, prvenstveno, očekivala linija na energiji 279.2 keV . Posle početka merenja, u ovom delu spektra, nije se primećivalo ništa što bi, eventualno, nadvisilo fon. Ovo zapažanje je upravo potvrdilo da je emisija γ -zračenja energije 279.2 keV malo verovatan proces.

Odsustvo traženog vrha totalne apsorpcije na dатој energiji onemogućavalo je određivanje efikasnosti Ge detektora u prikazanoj geometriji. Međutim, iskoristena je olakšavajuća okolnost, a to je postojanje standardnog izvora γ -zračenja ^{133}Ba koji emituje vrlo intenzivnu liniju energije 276keV . Ova energija je veoma bliska energiji $279,2\text{keV}$, tako da možemo uzeti da je efikasnost Ge detektora u opisanoj geometriji u ova dva slučaja praktično istovetna.

^{133}Ba :

$$A_o = 11.23(15)\mu Ci \text{-aktivnost na dan 1.6.1976.god.}$$

$$T_{1/2} = 10.54\text{god.}$$

$$I_\gamma(276\text{keV}) = 7.09\% \text{-kvantni prinos (absolutna verovatnoća } \gamma\text{-prelaza energije } 276\text{keV)}$$

$$t = 19.6\text{god. -starost izvora na dan 1.1.1996.god (vreme eksperimenta)}$$

$$A = A_o 2^{\frac{t}{T_{1/2}}} = 3.09(4)\mu Ci \text{-aktivnost u vreme eksperimenta}$$

Izvor ^{133}Ba smo, u cilju određivanja efikasnosti detektora, postavili sada na mesto izvora ^{137}Cs . Za vreme merenja, koje je iznosilo $t_m = 861\text{s}$, dobijeno je sledeće:

$$N_u = 3216 \text{-ukupan odbroj ispod pika na } 276\text{keV (dobijen šabiranjem kanal po kanal)}$$

$$N_f = 345 \text{-odbroj u fonu}$$

$N = N_u - N_f = 2871$, -stvarni odbroj, koji se dobije kada se od ukupnog odbroja odbije odbroj koji potiče od fona (odbroj na dатој energiji je broj kvanata te energije koji registruje detektor)

$$\varepsilon = \frac{(N)}{A \cdot t_\gamma} \text{-izraz za efikasnost}$$

$$\Delta\varepsilon = [(\frac{\partial\varepsilon}{\partial N}(N)^{1/2})^2 + (\frac{\partial\varepsilon}{\partial A}\Delta A)^2]^{1/2}$$

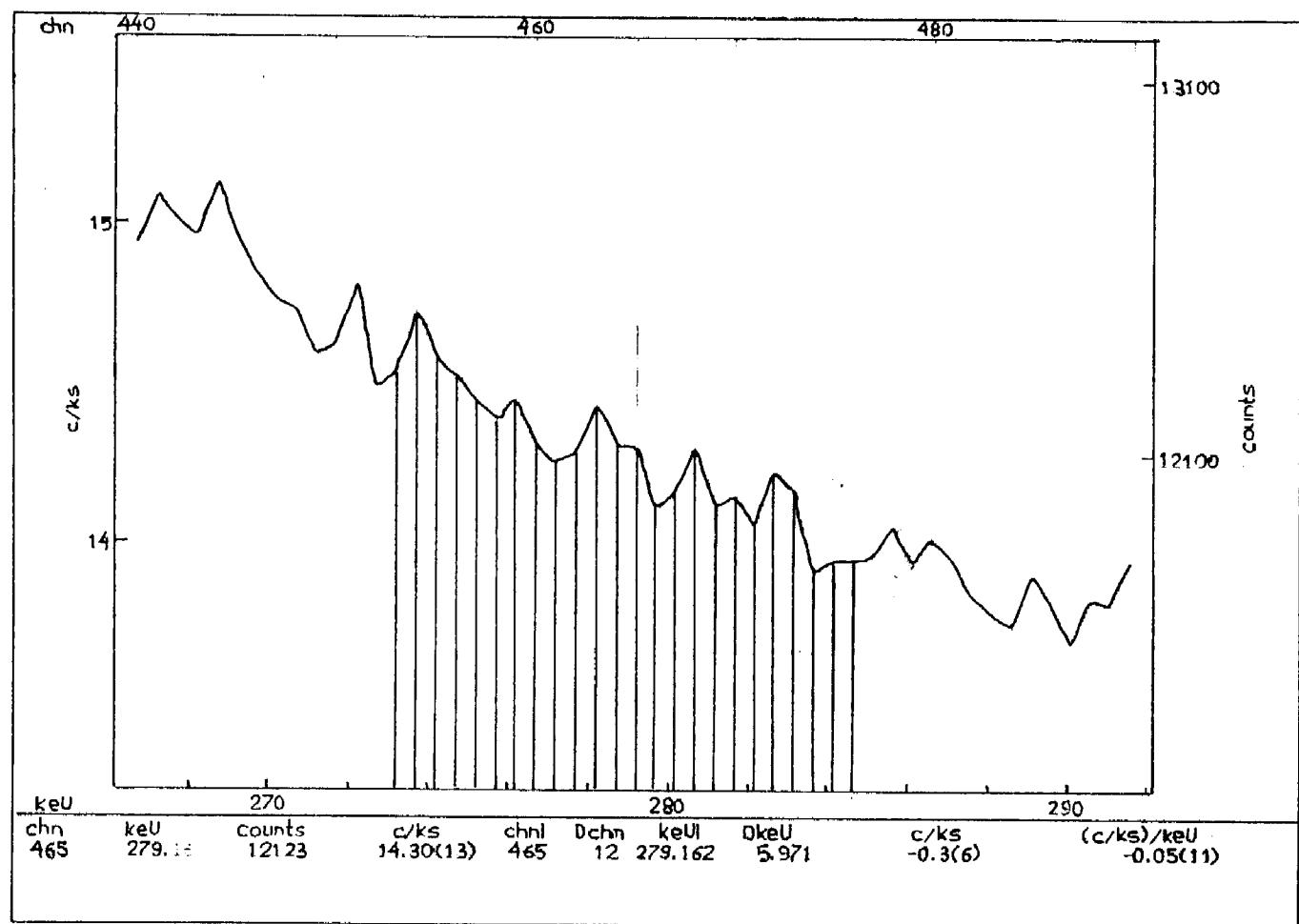
$$\varepsilon = 4.11(9) \cdot 10^{-4} \text{-efikasnost Ge detektora u dатој geometriji na energiji } 279.2\text{keV}$$

U ovoj geometriji je izvršeno merenje u trajanju od 841.591ks (oko 10 dana). Deo dobijenog spektra u okolini energije od 279.2keV prikazan je na slici 29. Na slici je vertikalnom crticom označen položaj na kome se, u spektru, očekivao vrh (pik) nastao registracijom γ -kvanata energije 279.2keV . Da bi se o prisustvu zračenja moglo govoriti (sa nivoom sigurnosti od 99.73%), potrebno je da vrh spektralne linije dostigne ili premaši gornju tačku vertikalne crtice. Dakle, vidi se da očekivanog vrha u spektru nema.

Ovim rezultatom se postojanje γ -zračenja energije 279.2keV ne može potvrditi. Međutim, ovo nepostojanje je uslovno: pomenuto zračenje je sigurno prisutno u spektru jer nije zabranjeno nijednim egzaktnim zakonom održanja, ali je toliko retko da je u našim spektroskopskim uslovima upunjeno u fluktuaciju fona. Fon je na ovom mestu toliko veliki da se na njemu tako slaba linija ne vidi!

Pošto su u ovom eksperimentu već preduzete sve mere da se fon minimizira (pasivna i aktivna zaštita Ge detektora), kao jedina mogućnost da se registruje postojanje γ -zračenja sa

energijom bliskom 281 keV , preostalo je povećanje efikasnosti Ge detektor, čime bi se povećao registrovani broj γ -kvanata.



slika 29

Poznato je da efikasnost detektora ε zavisi od geometrijske efikasnosti ε_g i energijske efikasnosti ε_e , na sledeći način:

$$\varepsilon = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_e$$

Energijska efikasnost je verovatnoća da kvant γ -zračenja koji upadne u detektor bude registrovan. Ona zavisi od energije upadnog kvanta i od dimenzija detektora. Ona bi se, eventualno, mogla povećati povećanjem dimenzija detektora, tako da bi za detektor beskonačnih dimenzija bila jednaka 1. Za Ge detektor koji se ovde koristi i za nama interesantnu energiju ona se ne može povećati.

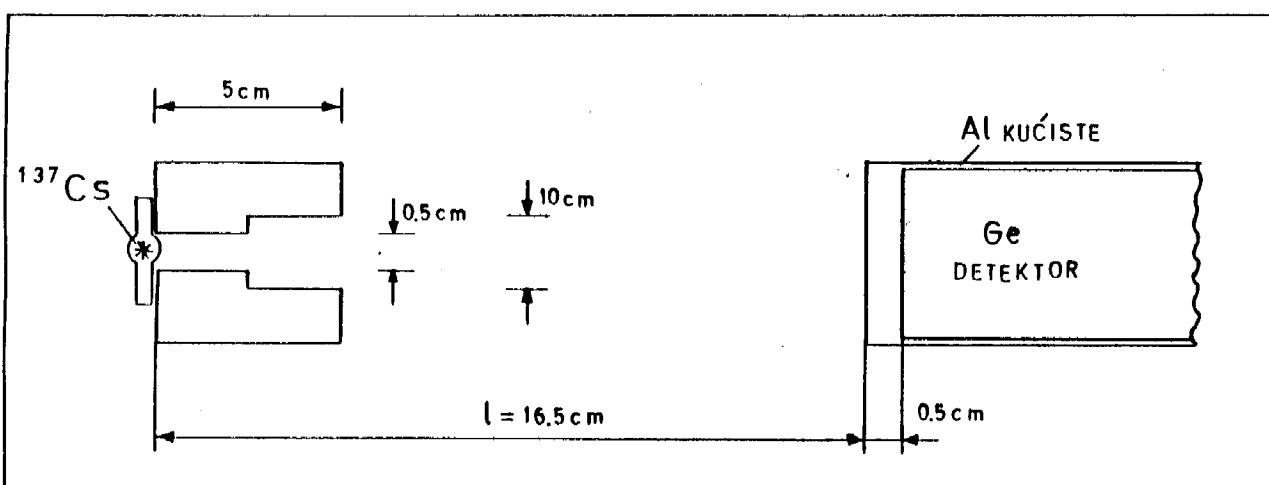
Geometrijska efikasnost je odnos između broja kvanata koji upadnu u detektor i ukupnog broja kvanata koje emituje izvor. Ako je raspodela emitovanih kvanata izotropna, onda se geometrijska efikasnost može izračunati po relaciji

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega}{4\pi}$$

gde je 4π -pun prostorni ugao, a Ω -prostorni ugao pod kojim se, iz tačke u kojoj se nalazi izvor, vidi detektor.

U ovom eksperimentu je efikasnost detektora povećana povećanjem geometrijske efikasnosti. Smanjeno je rastojanje izvor-detektor, a povećan otvor olovnog kolimatora, čime se i povećao prostorni ugao pod kojim se iz izvora vidi Ge detektor. Na ovaj način smo realizovali drugu varijantu eksperimenta.

2) U drugoj varijanti(geometriji), uzajamni položaj izvora ^{137}Cs , olovnog kolimatora i čela Ge detektora prikazan je na sledećoj slici:



slika 30

U odnosu na prvu varijantu eksperimenta, praktično dvostruko je smanjeno rastojanje izvor-detektor(sa 34.5 na 17cm), a pri tome je dvostruko povećan prečnik otvora olovnog kolimatora(sa 0.5 na 1.0 cm)

Za nalaženje efikasnosti u ovoj geometriji ponovo je korištena linija 276keV koju emituje izvor ^{133}Ba :

^{133}Ba :

$t_m = 400\text{s}$ -vreme merenja sa izvorom ^{133}Ba

$N_u = 4728$ -ukupan odbroj ispod pika na 276keV

$N_f = 506$ -odbroj u fonu

$N = N_u - N_f = 4222$ -stvarni odbroj

$A = 3.09(4)\mu\text{Ci}$

$I_\gamma = 7.09\%$

$$\varepsilon = \frac{N}{A \cdot I_\gamma \cdot t_m} = 1.30(3) \cdot 10^{-3}$$

Vidi se da je efikasnost Ge detektora u ovoj geometriji znatno veća, čak za red veličine, u odnosu na predhodni slučaj.

U ovoj drugoj varijanti vreme merenja je bilo $t_m = 1152\text{ks}$ (nešto više od 13 dana). Deo snimljenog spektra u ovom delu eksperimenta, u oblasti od interesa, prikazan je na slikama 31 i 32. Na slici 31 obuhvaćen je deo spektra ^{137}Cs u intervalu energija od 265 do 310 keV. Rezultat je bio pomalo neočekivan: Nikakva γ -linija nije nađena na 279.2keV, ali se zato pojavila γ -linija na energiji 283.1(7)keV! Na slici 32 je prikazan uvećani deo spektra sa gama linijom energije 283.1(7)keV. Izmereni intenzitet te linije je 2.0(5)odbroj/ks. Pošto su aktivnost izvora ^{137}Cs i efikasnost Ge detektora poznate veličine, može se izračunati kvantni prinos (apsolutna verovatnoća gama prelaza) za uočeno gama zračenje.

$$\left(\frac{N}{t_m}\right) = 2.0(5)\text{odbroj/ks}$$

$$\varepsilon = 1.30(3) \cdot 10^{-3}$$

$$A = 7.2(3)\mu\text{Ci}$$

$$I_\gamma = \frac{\left(\frac{N}{t_m}\right)}{\varepsilon A} = 5.8 \cdot 10^{-6}$$

$$\sigma(I_\gamma) = [(\frac{\partial I_\gamma}{\partial \varepsilon} \Delta \varepsilon)^2 + (\frac{\partial I_\gamma}{\partial A} \Delta A)^2 + (\frac{\partial I_\gamma}{\partial (\frac{N}{t_m})} \Delta (\frac{N}{t_m}))^2]^{1/2} = 1.6 \cdot 10^{-6}$$

Napomena:

Pri analizi formule za računanje absolutne verovatnoće γ -prelaza I_γ (predzadnja formula) treba uzeti u obzir da su i radioaktivni raspad i akt detekcije γ -zraka statistički procesi. Znači, izmereni odbroj N za vreme t_m je statistička veličina čija se standardna devijacija može proceniti kao $\sigma(N) \approx N^{1/2}$. Sada je jasno da i dobijena absolutna verovatnoća γ -prelaza ima statističku prirodu, odnosno neizbežnu statističku grešku. Kompletan rezultat γ -spektrometrijskih merenja se piše u obliku $I_\gamma = \bar{I}_\gamma \pm n\sigma(I_\gamma)$, gde je \bar{I}_γ srednja vrednost rezultata, a $\sigma(I_\gamma)$ njegova standardna devijacija. Parametrom n se određuje "nivo poverenja" (confidence level) iskazane statističke greške. Za $n = 1$ verovatnoća da se prava vrednost nalazi u intervalu \pm greške iznosi 68.3%, dok je za $n = 3$ ova verovatnoća 99.73%. U principu se greške mogu iskazati sa proizvoljim (ali naznačenim) nivoima poverenja, međutim samo u slučaju kada je $\bar{I}_\gamma \geq 3\sigma(I_\gamma)$ može se pouzdano tvrditi da je ispitivana asolutna verovatnoća γ -prelaza registrovana merenjem.

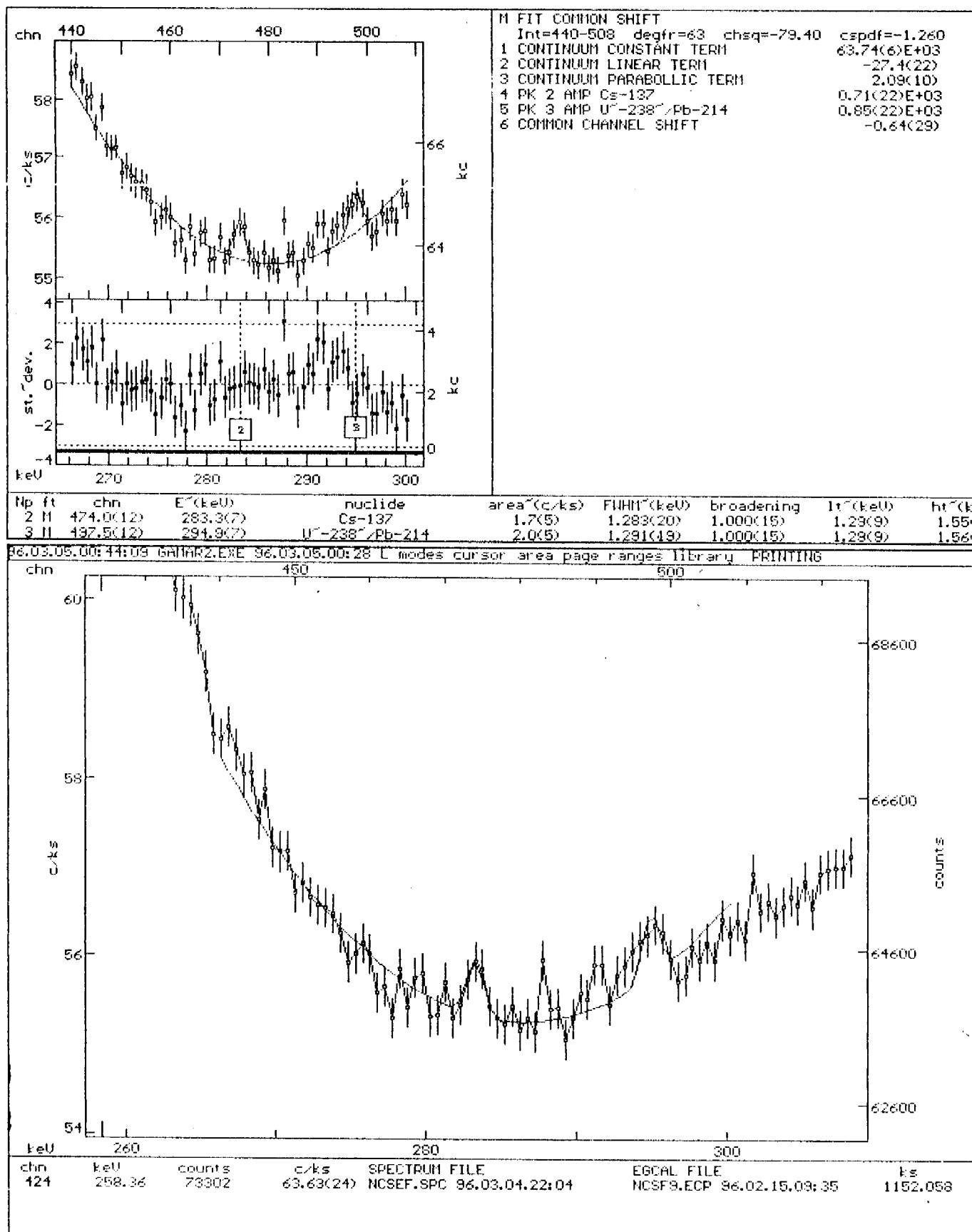
Znači:

$$I_\gamma = \bar{I}_\gamma \pm 3\sigma(I_\gamma) = (5.8 \pm 4.8) \cdot 10^{-6}$$

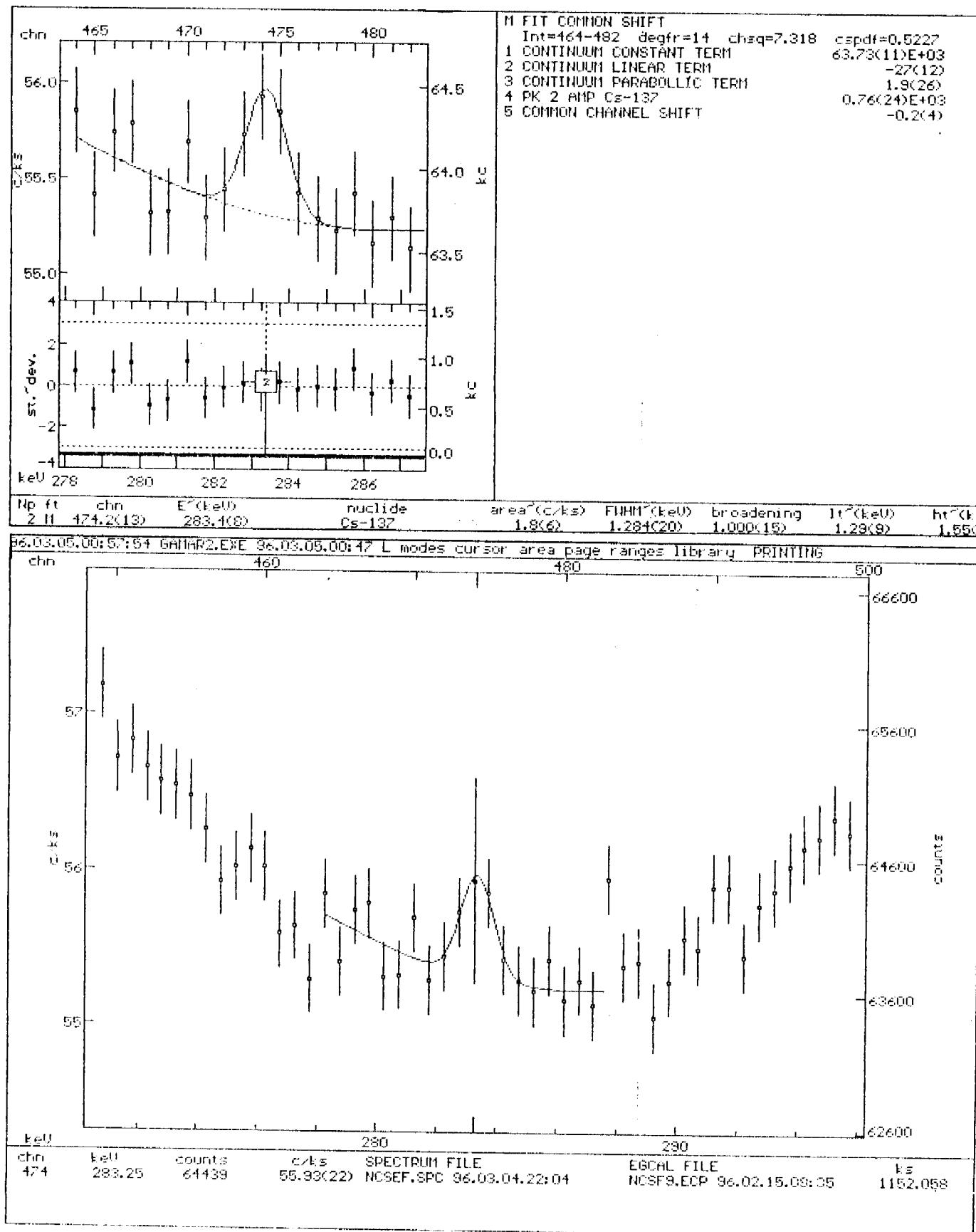
$$I_\gamma = 6(5) \cdot 10^{-6}$$

Dobijeni rezultat pokazuje da gama liniji sa energijom 283.1(7)keV odgovara apsolutna verovatnoća γ -prelaza (sa nivoom sigurnosti 99.73%) od $6(5) \cdot 10^{-6}$.

Ovim se potvrđuje postojanje pobuđenog stanja ^{137}Ba na 283.1(7)keV.



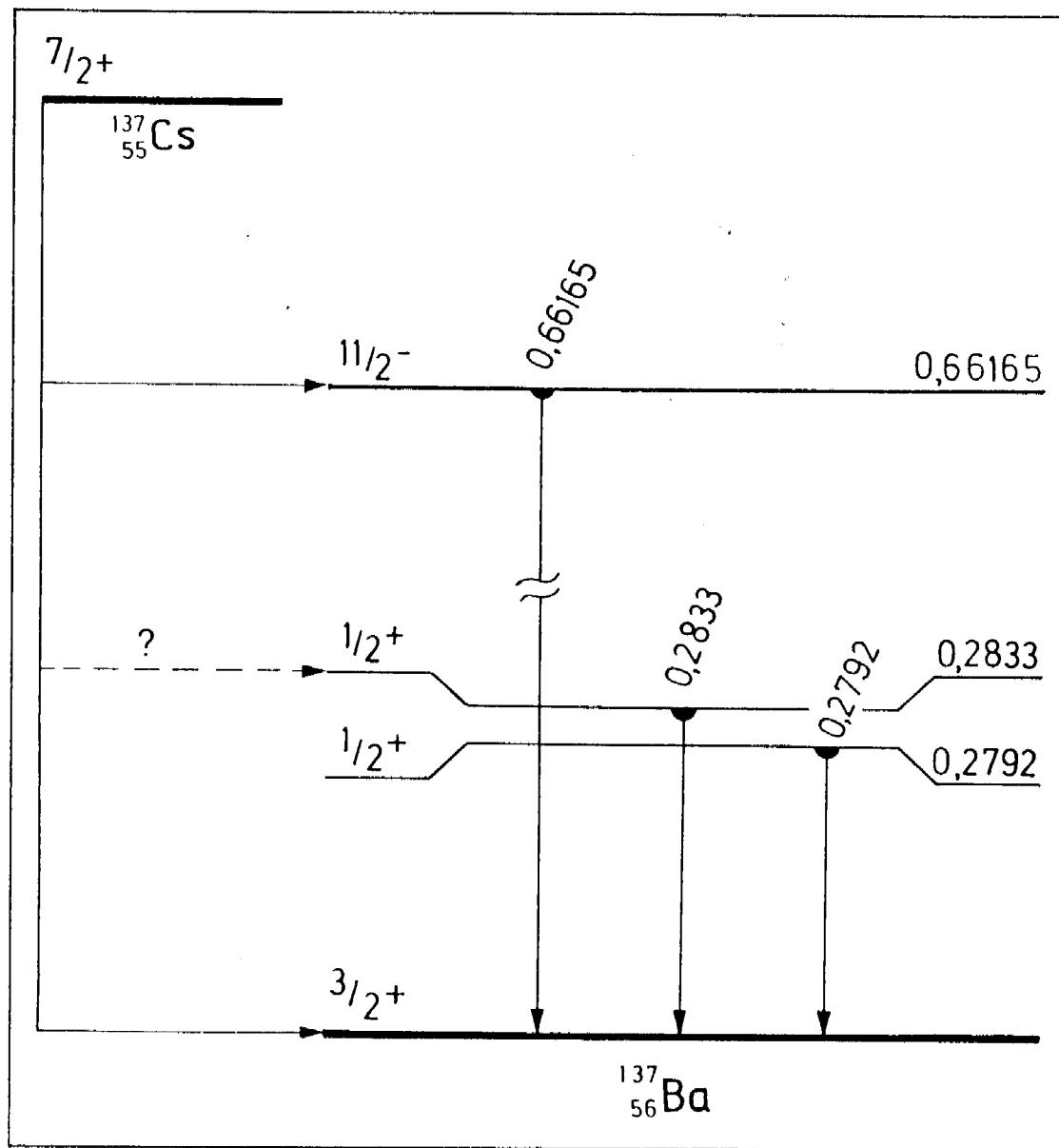
slika 31



slika 32

10. Zaključak

U ovom eksperimentu realizovana je ideja da se merenje poboljša delimičnim uklanjanjem dela spektra koji potiče od Komptonovog rasejanja fotona korišćenjem aktivne zaštite, kao i uklanjanjem dela spektra koji potiče od zračenja iz okoline i kosmičkog zračenja korišćenjem pasivne zaštite. Praktično smo ovo izveli opkoljavanjem germanijumskog brojača velikim natrijum jodidom kao detektorom za detekciju rasejanih Komptonovih fotona, pri čemu su se impulsi iz



slika 33

germanijumskog brojača beležili samo onda kada ne postoji koincidentni signal iz scintilacionog

brojača. Pored toga, detektorski sistem se nalazio unutar čelične komore, sa značajnom apsorpcionom debljinom, koja predstavlja pasivnu zaštitu. Time je povećan odnos površina fotovrhova prema kontinualnom delu spektra, odnosno, povećana je osetljivost detekcije gama zračenja. Pomoću ovako realizovane, niskofonske, spektroskopije proučavan je malo verovatan γ -prelaz ^{137}Ba i pronađena gama linija sa energijom $283.1(7)keV$ koja odgovara datom prelazu. Izmerena je i absolutna verovatnoća ovog gama prelaza od $6(5) \cdot 10^{-6}$ sa nivoom sigurnosti 99.73%. Na taj način je potvrđeno postojanje pobuđenog stanja ^{137}Ba na $283.1(7)keV$.

Kao što je rečeno u uvodu, pozivajući se na rezultate eksperimenata vršenih u različitim svetskim naučnim centrima, ustanovljeno je postojanje nivoa $1/2^+$ u ^{137}Ba na dva različita načina: pri proučavanju nuklearnih reakcija ustanovljeno je postojanje ovog nivoa na $279.2keV$, dok je primenom neutronske aktivacije ovaj nivo lociran na $283.6keV$.

Naš eksperiment potkrepljuje ovaj poslednji rezultat, jer se sa njim, u okviru eksperimentalne greške, sasvim dobro slaže. Uvažavajući ove različite rezultate, moguće je čak govoriti o dva bliska nivoa sa istim spinovima i parnošću($1/2^+$). Pri ovome se kao rezultat nuklearnih reakcija populiše nivo sa energijom $279.2keV$, a kao rezultat neutronske aktivacije na ^{137}Ba , odnosno kao posledica radioaktivnog raspada ^{137}Cs , populiše se nivo sa energijom $283keV$ (slika 33). Ovde, za sada, imamo nerešenu dilemu: ili je u pitanju jedan nivo ili dva bliska!

Vraćajući se na rezultate ranijih procena koje kažu da je beta populisanje stanja od $283keV$ mnogo verovatnije od gama, sada se može celokupan intenzitet uočenog zračenja pripisati spomenutom beta raspadu($Q = 895keV$, $\Delta I = 3$, $\Delta\pi = nc$) osnovnog stanja $^{137}Cs(7/2^+)$. Pošto je absolutna verovatnoća opsvirvanog γ -prelaza $I_\gamma(283keV) = 6 \cdot 10^{-6}$, znači da je samo jedan u 166667 raspada praćen emisijom tog zračenja. Parcijalni život osnovnog stanja ^{137}Cs za ovaj beta raspad nalazimo množenjem poluživota od 30 god sa 166667, što daje $\log t_{1/2} = 14.2$. Uz $\log f = 1.3$ dobija se $\log ft = 15.5(7)$. Ovaj rezultat, za dvostruko zabranjeni beta prelaz na $283keV$ stanje, je daleko od očekivanih vrednosti $\log ft = 10 - 13$ za dati tip prelaza!

Pošto se ispostavilo da je ft vrednost neuobičajeno visoka za ovaj tip prelaza, ovaj rezultat je veoma zanimljiv, naročito ako se uporedi sa ft vrednošću za beta raspad iste vrste, koji se javlja kod $^{60}Co(Q = 665keV$, $\Delta I = 3$, $\Delta\pi = nc$). Nađeno je da vrednost $\log ft$ za ovaj raspad ne prelazi vrednost od 13.5. Velika razlika u vrednostima $\log ft$ za ova dva vrlo slična prelaza može da se objasni samo različitim uticajima strukture ovih jezgara na veličinu matričnog elementa prelaza. To zvuči prihvatljivo jer bete raspad ^{137}Cs razara zatvorenu $N = 82$ ljudsku, a raspad ^{60}Co popunjava nezatvorenu $Z = 28$ ljudsku.

11. Literatura

1. C.Michael Lederer, Wirginia S.Sherley: Table of Isotopes(Seventh edition), John Wiley & Sons, 1978
2. I.V.Aničin and C.T.Yap, Nuclear Instruments and Methods, A259(1987)525
3. A.H.Kukoč, M.M.Marković and I.V.Aničin: The eksitacion of the 279.2keV level in the decay of ^{137}Cs , Institute for Nuclear Sciences, Vinča, Belgrade, Yugoslavia
4. 48(1986) Nuclear Data Sheets
5. P.W. Nicholson: Nuclear electronics, John Wiley & Sons, 1975
6. Walter E. Meyerhof: Elements of nuclear physics, Mc Graw-Hill, 1967
7. W.E. Burcham: Nuclearna fizika(Uvod sa fizikom čestica), Naučna knjiga, Beograd, 1974
8. Lazar Marinkov: Osnovi nuklearne fizike, Novi Sad, 1976
9. Petljanski Dragoslava, Diplomski rad: Niskofonska primena $9'' \times 9''$ NaJ(Tl) detektora oblika jame, Novi Sad, 1991
10. Tomić Vesna, Diplomski rad: Odrđanje karakteristika anti-komptonskog spektrometra, Novi Sad, 1991
11. Lalić Branislava, Diplomski rad: Malo verovatni prelazi ^{137}Ba , Novi Sad, 1992
12. K. Siegbahn: α -, β - and γ -Ray Spektroscopy, North-Holland, Amsterdam, 1965

